Série A, N° U
N° d'Ordre :
132

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

PAR

DAN MILCOVEANU

Ingénieur des mines de l'École Polytechnique Timisoara de Roumanie
Ingénieur géologue de l'École Nationale Supérieure du Pétrole de Strasbourg
Ingénieur géophysicien de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg

---

1re **THÈSE.** — Contribution a l'étude du rayonnement des substances naturelles. — Application a la prospection géophysique par les radiations pénétrantes.

2me **THÈSE.** — Propositions données par la Faculté.

---

4 AVR 1941

Soutenues le *1941 devant la Commission d'examen*

MM. Edmond ROTHÉ . . . . . *Président*
Henri WEISS . . . . . } *Examinateurs*
Jean ROTHÉ . . . . . }

LYON
IMPRIMERIE EMMANUEL VITTE
177, Avenue Félix-Faure, 177

1941

Série A, N° U
N° d'Ordre :
132

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

PAR

DAN MILCOVEANU

Ingénieur des mines de l'École Polytechnique Timisoara de Roumanie
Ingénieur géologue de l'École Nationale Supérieure du Pétrole de Strasbourg
Ingénieur géophysicien de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg

---

1re **THÈSE.** — Contribution a l'étude du rayonnement des substances naturelles. — Application a la prospection géophysique par les radiations pénétrantes.

2me **THÈSE.** — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le *1941 devant la Commission d'examen*

MM. Edmond ROTHÉ . . . . . *Président*
Henri WEISS . . . . . } *Examinateurs*
Jean ROTHÉ . . . . . }

LYON
IMPRIMERIE EMMANUEL VITTE
177, Avenue Félix-Faure, 177

1941

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

Doyen :

A. DANJON, professeur d'Astronomie.

Doyen honoraire :

E. BATAILLON.

Professeurs honoraires :

E. CHATTON, E. ESCLANGON, M. FRÉCHET, H. GAULT, M. GIGNOUX, L. HACKSPILL, E. de MARGERIE, G. RIBAUD, R. THIRY, E. TOPSENT, G. VALIRON, H. VILLAT.

Professeurs :

E. ROTHÉ	Physique du Globe.
H. OLLIVIER	Physique générale.
E. TERROINE	Physiologie générale.
J. de LAPPARENT	Minéralogie et Pétrographie.
G. DUBOIS	Géologie et Paléontologie.
P. de BEAUCHAMP	Zoologie et Anatomie comparée.
L. BOUNOURE	Biologie générale.
R. ROMANN	Chimie générale et Chimie physique.
G. FOËX	Physique expérimentale.
A. KIRRMANN	Chimie organique.
H. CARTAN	Mathématiques générales.
H. WEISS	Physico-chimie des hydrocarbures.
L. NÉEL	Physique générale.
G. HUGEL	Chimie du pétrole.
R. HOCART	Minéralogie.
R. BONNET	Physique et Chimie biologiques.
A. CHRÉTIEN	Chimie minérale.
J. MARESQUELLE	Botanique.
A. ROUSSEL	Mathématiques générales.
N.	Botanique.
N.	Mécanique rationnelle.
N.	Chimie générale.
N.	Analyse supérieure.
N.	Calcul différentiel et intégral.

Maîtres de conférences :

Ch. STAEHLING	Chimie appliquée.
H. FORESTIER	Chimie.
J. ROTHÉ	Physique du Globe.
Ch. SADRON	Physique générale.
Ph. L'HÉRITIER	Zoologie.
J. YVON	Physique mathématique.
L. CAGNIARD	Physique du Globe.
A. HÉE	Botanique.
Ch. EHRESMANN	Mathématiques.
N.	Biologie générale.

Secrétaire :

E. MARANDON.

A LA MÉMOIRE DE MES CAMARADES MORTS

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543517_0059

A MON MAITRE

Monsieur Edmond ROTHÉ,

Membre correspondant de l'Académie des Sciences,
Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg,
Directeur de l'Institut de Physique du Globe.

En témoignage de respectueuse
gratitude.

A Monsieur Georges MACOVEI,

Membre correspondant de l'Académie Roumaine,
Professeur à l'Ecole Polytechnique de Bucarest,
Directeur de l'Institut Géologique de Roumanie.

Hommage de profonde
reconnaissance.

Le présent travail a été entièrement exécuté à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg, sous la direction de M. Edmond Rothé, Professeur à la Faculté des Sciences.

Je suis heureux d'exprimer ici à mon maître toute ma reconnaissance pour la grande bienveillance et pour toute la sympathie qu'il n'a cessé de me témoigner. Je garderai un souvenir ineffaçable des années vécues auprès de lui et de ses collaborateurs.

Je remercie tous mes anciens Professeurs qui m'ont dirigé dans mes études, m'ont prodigué leurs conseils et leurs encouragements. Plus particulièrement MM. Victor Blasian et Ilie Popescu, anciens Recteurs et Valeriu Patriciu, Professeurs à l'École Polytechnique de Timisoara, Henri Weiss, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de l'École Nationale Supérieure du Pétrole de Strasbourg, Jean Rothé et Louis Cagniard, Maîtres de conférences à la Faculté des Sciences, Daniel Schneegans et C.L. Alexanian, Professeurs à l'École Nationale Supérieure du Pétrole, Mme A. Hée, Assistante à l'Institut de Physique du Globe.

Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

J'exprime ma gratitude de manière toute spéciale à MM. Henri Weiss et Jean Rothé qui ont bien voulu accepter de faire partie de mon jury.

Mes vifs remerciements vont également à M. DUPRONT, Directeur de l'Institut Français des Hautes Études Universitaires en Roumanie, pour l'aide matérielle qu'il a bien voulu m'accorder en m'attribuant à deux reprises la bourse de l'Institut, ainsi qu'à MM. GEORGES MACOVEI, Directeur de l'Institut Géologique de Roumanie et ANDREI DRAGULANESCU, Directeur Général de l'Administration Commerciale pour la Prospection et l'Exploration des Minerais, qui ont bien voulu m'accorder un congé rétribué pour me permettre de préparer et soutenir cette thèse.

Mlle GUTTENSTEIN, Secrétaire du Bureau International de Séismologie, m'a prêté son aimable concours pour la préparation du manuscrit et la correction des épreuves de cette thèse imprimée par M. EMMANUEL VITTE, à Lyon.

Je leur en suis très obligé.

Clermont-Ferrand, le 16 mars 1941.

CONTRIBUTION
A L'ÉTUDE DU RAYONNEMENT DES SUBSTANCES NATURELLES.

APPLICATION A LA PROSPECTION GÉOPHYSIQUE PAR LES RADIATIONS PÉNÉTRANTES

CHAPITRE PREMIER

CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES

Le but principal de ce travail est d'appliquer le rayonnement ultra-pénétrant émis par les diverses couches géologiques et les minéraux naturels à la prospection du sous-sol. Ce mémoire contient la description des observations que j'ai eu l'occasion de faire moi-même, ainsi que l'historique de la question et les considérations théoriques indispensables. J'ai en outre décrit les autres méthodes de prospection fondées sur la radioactivité.

J'ai donc eu à faire appel, au cours de cet exposé, à un grand nombre de propriétés des substances radioactives. Je ne peux évidemment pas songer même à résumer les importants travaux exécutés dans ces dernières années, mais j'ai cru bon de grouper dans une introduction les connaissances indispensables à la compréhension du sujet.

1. Structure de l'atome.

Dans l'antiquité, deux théories sur la constitution de la matière se partageaient la faveur : l'une, la théorie du continu, déclare que la matière peut être divisée indéfiniment en éléments toujours identiques à eux-mêmes ; l'autre, la théorie de Démocrite, affirme que cette division a un terme.

Les physiciens modernes se sont rangés du côté de cette dernière en admettant comme postulat l'existence des atomes, c'est-à-dire la structure discontinue de la matière.

On ne peut mieux expliquer l'association de ces atomes pour remonter

au monde matériel, qu'en employant le langage imagé de William Bragg : « Les atomes peuvent être comparés aux lettres de l'alphabet, lesquelles peuvent être associées d'une manière innombrable de façons pour former des mots. De même, les atomes sont combinés entre eux suivant des modalités aussi variées pour former ce que l'on appelle des molécules. » Les chimistes sont arrivés jusqu'à présent à noter à peu près quatre-vingt-dix corps simples.

Les expériences exécutées dans les dernières décades nous conduisent à distinguer dans la structure de l'atome deux parties qui ont des propriétés tout à fait différentes.

a) Dans les parties les plus extérieures de l'atome il existe un nuage de charges électriques négatives de très faible masse qu'on nomme électrons.

Ces électrons sont caractérisés par une charge électrique e et par une masse m. Leur charge électrique a été évaluée à 4,77. 10^{-10} U.E.S. Et comme le courant électrique est constitué par l'agglomération en flots denses de ces électrons, cela veut dire qu'un courant d'un ampère correspond au passage d'environ 10^{19} électrons par seconde. La masse de l'électron est environ 1.840 fois plus petite que celle de l'atome le plus léger, qui est l'atome d'hydrogène. On appelle nombre atomique ou de Moseley le nombre des électrons de l'atome. C'est d'après ce nombre que les corps sont classés.

Conformément aux lois de la relativité, la masse de l'électron peut croître rapidement avec la vitesse. Si l'on accepte certains raisonnements théoriques, on constate que l'électricité propre de l'électron pourrait être répartie dans une sphère dont le rayon serait de 10^{-13} cm.

Toutes les propriétés ordinaires ou, d'après l'expression propre de Thibaud, banales de l'atome (crochets de valences, émission d'ondes lumineuses, spectres de rayons X, etc.), peuvent être interprétées uniquement si l'on se fonde sur des électrons extérieurs.

b) Au centre de ce monde sphérique en miniature se trouve un corpuscule unique, le noyau. Il porte une charge positive et a une masse relativement lourde par rapport à celle des électrons.

Sa charge électrique considérable est utilisée à retenir sous son influence, mais à distance respectable, tout le cortège des électrons périphériques.

On doit le considérer comme le cœur même de l'atome ; c'est par lui que l'atome peut exploser (désintégration), ou au contraire être mué en d'autres types atomiques (transmutation).

Les physiciens admettent actuellement deux constituants fondamentaux des noyaux : le proton et le neutron. C'est par l'architecture de ces deux sortes de constituants que les types d'atomes diffèrent entre eux.

Le proton est le noyau de l'atome d'hydrogène, c'est-à-dire la partie centrale du plus léger et du plus simple de tous les éléments connus.

Que l'hydrogène représente une partie fondamentale des noyaux n'est pas une nouveauté. Il y a un siècle à peu près, Proust admettait l'unité de la matière.

Soddy, par de mémorables expériences, a montré que l'analyse chimique isole un mélange d'atomes qui ont des poids atomiques voisins mais non identiques. Ces divers atomes ont la même distribution d'électrons dans leur partie périphérique, ce qui leur confère les mêmes propriétés ordinaires, mais leurs noyaux ne sont pas les mêmes ; les uns sont plus lourds que les autres. De tels atomes caractérisés par des propriétés banales identiques, mais différents dans leurs masses nucléaires, sont dénommés isotopes.

L'introduction de la notion d'isotope a mis fin à la constatation expérimentale qui paraissait contraire à l'hypothèse de Proust affirmant que la plupart des poids atomiques n'étaient pas exprimés par des nombres entiers, car le poids atomique de l'hydrogène est lui-même sensiblement égal à l'unité.

Le deuxième des constituants des noyaux est le neutron, corpuscule qui a été découvert il y a quelques années à peine. Il a sensiblement le même poids que le proton, mais, ce qui le différencie de toutes les particules connues précédemment, c'est qu'il n'a pas de charge électrique.

A l'aide des protons et des neutrons on peut concevoir la construction des différents types atomiques.

Pour pouvoir donner une image de la constitution du noyau, on a recours à la notion de corpuscules satellites et de niveaux nucléaires d'énergies diverses : c'est ce que la physique nucléaire admet actuellement comme postulat.

C'est à la suite d'expériences remarquables que Rutherford a montré que les noyaux atomiques n'étaient pas eux-mêmes des entités élémentaires, mais constituaient des édifices complexes formés d'unités plus petites. Ces unités, protons et neutrons, qui à leur tour peuvent être groupés à l'intérieur du noyau, par exemple 2 protons et 2 neutrons pour donner une particule α, ne sont pas distribués au hasard. Ils sont répartis, semble-t-il, par classes énergiques distinctes ou bien suivant des niveaux d'énergie différents.

Un corpuscule logé à l'intérieur de l'atome ne pourra s'échapper à l'extérieur que si son énergie propre est supérieure à la valeur de l'énergie périphérique de l'atome, qui est répartie, d'après Gamow, suivant une sphère de diamètre égal à celui du noyau atomique.

Il en est de même pour un corpuscule qui, venant de l'extérieur, tend à franchir cette barrière.

2. Désintégration atomique.

L'idée dominante au cours du XIX^e siècle en ce qui concerne la physique atomique était celle de l'existence universelle de corps simples isolés, caractérisés par la fixité de leur espèce minérale : c'est seulement dans les dernières années du siècle passé que les physiciens français ont trouvé des exceptions à cette loi qui paraissait inébranlable. Ainsi, en 1896 Henri Becquerel découvrit la radioactivité naturelle de l'uranium, c'est-à-dire le fait constaté expérimentalement que l'uranium émet spontanément et de manière permanente certains rayons jouissant de la propriété de traverser les corps opaques, d'impressioner les plaques photographiques et de décharger les corps électrisés, faits surprenants, paraissant en désaccord avec toutes les connaissances acquises jusque-là.

Pierre et Marie Curie, par l'étude de ces nouvelles propriétés, furent conduits à extraire le radium et plus tard mirent en évidence, en même temps que G. Schmidt, la radioactivité du thorium. Tous ces corps, ainsi que leurs composés, donnent naissance à des phénomènes du même genre que l'uranium, mais encore plus accentués.

C'est à la suite de ces travaux continués par ceux de Thomson, Rutherford, Wilson, Joliot-Curie et autres, que l'idée de la désintégration de la matière prit corps.

Pour une raison qui nous échappe pour le moment mais qui paraît avoir un sens profond, l'instabilité d'un type atomique donné, c'est-à-dire la prédisposition d'un noyau à la désintégration, dépend du rapport du nombre des neutrons à celui des protons qui constituent le noyau.

Dans les éléments légers, depuis l'hélium jusqu'au calcium, le rapport neutrons/protons est égal à l'unité. Dès qu'on atteint les éléments lourds, ce rapport augmente. Pour les éléments très lourds il s'approche de la valeur 3/2 ; dès que cette valeur est atteinte l'édifice nucléaire manifeste son instabilité et tous ces types sont radioactifs.

On donne souvent le nom d'explosion à ce phénomène de désintégration de l'atome. Lors d'une explosion, l'atome expulse deux sortes de radiations, les unes corpusculaires, formées de charges électriques, les autres dépourvues de charge et semblables aux rayons X. Ces radiations sont celles qu'on observe dans toutes les expériences classiques concernant l'étude de la radioactivité. L'explosion laisse après elle un atome modifié, qui peut être lui-même stable ou non. Dans ce dernier cas, le processus recommence, mais avec d'autres caractéristiques. Le processus de désintégrations successives en pleine marche une filiation de substances s'établit, tous les descendants du corps primitif étant présents et *en équilibre* au bout d'un certain temps.

La proportion de chacun d'eux est caractéristique pour le corps envisagé.

Des tableaux contenant la filiation, la période, c'est-à-dire le temps au bout duquel le nombre des atomes a diminué de moitié, et la nature des radiations émises par les corps radioactifs faisant partie des trois grandes familles radioactives : uranium, thorium, actinium, sont donnés dans les traités classiques de radioactivité.

3. Les rayons α.

On a vu dans le paragraphe précédent que les constituants du noyau sont les neutrons et les protons. Ceux-ci peuvent se grouper entre eux et l'expérience montre que les noyaux des éléments très lourds sont bourrés de particules α qui ne sont pas autre chose que le groupement de 2 protons et 2 neutrons dans une même entité. Tous ces composants, protons, neutrons et particules α, doivent être envisagés dans le noyau comme une population assez exubérante qui tente de s'en échapper. Suivant la mécanique classique, aucune de ces particules ne pourra franchir la crête de Gamow. Mais, dans la mécanique ondulatoire, suivant Louis de Broglie, chaque particule α peut se transformer dans son équivalent, une onde. Ce sont seulement ces ondes amorties qui, équivalant aux particules α intranucléaires, pourraient filtrer au travers de la barrière de Gamow, quelle que soit la hauteur du potentiel de celle-ci. Suivant aussi la mécanique ondulatoire, la probabilité d'expulsion de particules α, quoique petite, n'est pas nulle, quand le potentiel de la barrière atteint une valeur remarquable.

D'après la conception de la mécanique ondulatoire, on peut ainsi expliquer la loi fondamentale de la radioactivité : la vie d'un atome radioactif entre deux désintégrations varie en rapport inverse de l'énergie de la particule α expulsée.

Les rayons α se composent de particules lourdes, véritables petits projectiles de bombardement chargés positivement, expulsés en abondance hors des atomes radioactifs. Ils sont caractérisés par un parcours limité et bien déterminé. Lors d'un choc entre une particule et une molécule, cette dernière se modifie et acquiert une charge positive ou négative. Jean Perrin a donné le nom d'ions à ces molécules modifiées de cette manière sous l'action des divers rayonnements. L'ionisation intense qu'elles produisent en traversant l'air ou les corps solides diminue rapidement leur énergie, de sorte qu'au bout de quelques centimètres ou millimètres, elles terminent leur carrière de projectiles et deviennent de simples atomes qui, par diffusion, se mélangent avec les atomes du milieu ambiant. Chaque descendant radioactif émet des rayons α d'un

certain parcours. Aux molécules modifiées par le passage des rayons α les corps radioactifs doivent leur propriété d'ionisateurs. A ce point de vue les rayons β sont cent fois moins actifs et les rayons γ encore beaucoup moins. En 1903, Ramsay et Soddy ont annoncé que le gaz radon, descendant gazeux du radium, donne lieu à une production d'hélium : on arrive à expliquer la présence de l'hélium en admettant que, par expulsion d'une particule α, le noyau atomique perd un noyau d'hélium.

Comme l'hélium pèse quatre fois plus que l'hydrogène, l'atome qui expulse un rayon α perd deux unités de charge positive, son numéro atomique a sauté de deux rangs et son poids atomique a diminué de quatre unités.

Les rayons α ont des vitesses de l'ordre de 10^9 cm./sec. Une feuille de papier suffit à les arrêter ; ils produisent environ 20.000 i/cm. Les rayons α du thorium C′ ont un parcours dans l'air de 10 cm, tandis que ceux de l'uranium n'ont qu'un parcours de quelques millimètres. Quand une particule α frappe une molécule celle-ci libère souvent un électron, d'où une émission qu'on désigne fréquemment sous le nom de rayon Δ. Cet électron, qui souvent est extrait d'un niveau profond de l'atome, met celui-ci en état de revenir à son état normal, par émission d'un rayonnement de nature ondulatoire souvent désigné sous le nom de rayon X secondaire.

4. Les rayons β.

Les rayons β sont formés d'électrons négatifs projetés hors de l'atome, soit conformément à la loi de la désintégration de la matière, soit par la réaction sur les atomes présents des rayons γ nucléaires émis en même temps (voir plus loin). Dans le rayonnement β d'un corps radioactif on peut distinguer la présence d'un spectre continu d'électrons dont les parcours ne se laissent pas scinder en un petit nombre de groupes, des électrons secondaires photo-électriques, et enfin des rayons β caractérisant certains corps radioactifs qui se désintègrent.

Les corps radioactifs contiennent des groupes de rayons β de pouvoir pénétrant très varié. L'intensité peut être réduite à zéro par un écran d'aluminium de 0,1 mm. d'épaisseur pour les plus absorbables, tandis que pour les plus pénétrants le même résultat n'est atteint que par une épaisseur de plusieurs millimètres. On a décelé des rayons β du radium dont le parcours dans l'air est de 13 mètres. Dans l'étude de l'absorption des rayons β on applique la loi d'absorption exponentielle qu'il est possible de justifier pour un faisceau de rayons parallèles.

Il y a lieu de remarquer que l'intensité mesurée à travers un écran n'est jamais nulle, mais qu'elle tend asymptotiquement vers zéro.

Si le faisceau est hétérogène, le résultat provient de la somme de plusieurs exponentielles, comme si le faisceau complexe émis par ces substances pouvait être résolu en plusieurs faisceaux élémentaires qui suivraient chacun une loi exponentielle simple, mais avec des coefficients d'absorption différents. Les traités classiques de radioactivité ont publié des tableaux de valeurs des coefficients d'absorption, par les différents corps, de tous les éléments radioactifs émettant des rayons β.

Souvent on applique à l'absorption des rayons β la loi de Lénard, d'après laquelle le rapport entre le coefficient d'absorption et la densité de la substance absorbante peut être admis comme constant. Plus tard, G. Fournier trouva que ce rapport variait avec le nombre atomique.

Le pouvoir ionisant des rayons β est un peu moins grand que celui des rayons α. Le nombre d'ions produits par centimètre de parcours dans l'air varie de 41 à 7.700.

Contrairement aux rayons α qui, en raison de la grande masse de leurs particules, conservent en traversant la matière leur direction inchangée lors d'un choc avec un électron, les rayons β ne sont pas seulement ralentis mais aussi déviés lors d'un tel choc.

5. Les rayons γ.

En même temps qu'ils émettent les rayons corpusculaires des types α et β, les corps radioactifs émettent encore des rayons γ, auxquels, d'après les travaux les plus récents, on attribue une nature ondulatoire. Ils offrent un spectre de lignes dont les fréquences sont bien déterminées, de longueur d'onde beaucoup plus courte que les rayons lumineux ou que les rayons X. Le présent travail étant relatif à des applications qui reposent sur cette sorte de rayons, il semble nécessaire de rappeler ici les lois qui régissent leur comportement.

En adoptant comme modèle de constitution l'atome de Rutherford, dont l'édifice supposé fut remanié par Niels Bohr et ensuite par Sommerfeld qui en perfectionna l'interprétation, je suppose l'existence d'un noyau central chargé positivement, autour duquel gravitent des électrons sur des orbites conditionnées au point de vue quantique.

On peut supposer qu'un des électrons subit sous certaines causes une action qui l'enlève de son orbite, tandis qu'un autre électron gravitant sur une orbite de plus grand rayon de courbure vient se substituer au premier. C'est avec cette modification que coïncide l'émission d'un rayonnement de nature ondulatoire. L'énergie de ces rayons, d'après Planck, ne se présente pas en suite continue : elle est supposée émise par petites quantités finies, par grains (par analogie avec les grains de matière et de charge électrique). La fréquence de ces émissions se calcule

d'après la loi des fréquences de Bohr. On peut ainsi exprimer la valeur de l'énergie d'un grain : c'est la fréquence multipliée par la constante de Planck.

Dans l'état actuel de la science on admet le mécanisme suivant dans le processus d'émission de rayons γ par les corps radioactifs. On peut y distinguer deux groupes de rayons γ : le premier est interprété comme groupe de fluorescence émis lors du déplacement dans l'atome d'un électron extranucléaire. Dans le second groupe on admet d'après les derniers travaux qu'à l'intérieur de l'atome les particules et, de même, les protons s'il en existe dans le noyau considéré, subissent un classement en se rangeant sur des niveaux d'énergie différents. La chute d'une particule α, d'un niveau nucléaire à l'autre, produit un rayon γ, comme tout à l'heure dans les couches extranucléaires la chute d'un électron produisait un rayon X. De même le remplacement d'une particule α expulsée par une autre, gravitant sur un niveau de plus grand rayon, se manifeste par une émission de rayons γ. La longueur d'onde des émissions γ des corps radioactifs varie de 4,71 U.X. pour le thorium C+C″ jusqu'à quelques centaines de U.X. pour les autres substances radioactives. Les substances radioactives qui émettent les rayonnements γ dont l'énergie est la plus élevée sont : le thorium C+C″, qui émet une énergie particulièrement élevée, le radium B+C, et enfin le mésothorium.

Le pouvoir ionisant des rayons γ est fonction de l'absorption qu'ils subissent dans la matière. Celle-ci étant très réduite pour ces rayons ultra-pénétrants, le pouvoir ionisant des rayons γ est relativement petit.

Lors du passage à travers la matière, un faisceau de rayons γ est affaibli suivant une loi exponentielle dont le coefficient d'absorption globale est la somme des coefficients d'absorption dus à trois effets : 1° photoélectrique, 2° Compton, et 3° nucléaire.

1° Sous le nom d'effet photoélectrique (Einstein) on désigne une propriété dite : effet interne ou externe, suivant que le rayon γ issu du noyau est absorbé dans cet atome même ou dans un atome étranger dont il expulse un électron d'un des niveaux. L'énergie perdue par le quantum lors de l'effet photoélectrique a pour conséquence la production de rayon β secondaires, dits photoélectrons, qui jouissent d'une énergie cinétique égale à l'énergie quantique (fréquence multipliée par la constance de Planck), diminuée du travail d'extraction du niveau planétaire correspondant. Ces photoélectrons agissent comme ionisateurs soit directs, soit indirects, en heurtant les atomes de la matière ils provoquent une émission secondaire de rayons de nature également ondulatoire, qui, à leur tour, se comportent comme les premiers.

2° On appelle effet Compton le phénomène produit lors du choc entre

un quantum et un électron faiblement lié à l'atome. Bien que sa vitesse soit relativement faible, ce dernier est projeté et agit aussi comme ionisateur.

3° D'après Frédéric Joliot, plus le poids atomique de l'absorbant est élevé et plus il est probable que l'absorption nucléaire pourra avoir lieu ; il y a alors conversion d'un quantum en deux électrons dont, l'un négatif (neutron), l'autre positif (positron), qui tous deux agissent à leur tour en tant qu'ionisateurs.

Cette absorption nucléaire n'entre en fonction que pour des rayons de très grande énergie quantique.

Le pouvoir ionisant des rayons γ croît quand la longueur d'onde augmente et diminue dans le cas contraire. L'explication de cette différence réside dans le fait que, dans le premier cas, les photoélectrons de grand pouvoir ionisant abondent, tandis que dans le second cas ce sont les électrons de Compton, de faible pouvoir ionisant, qui sont fréquents.

6. Chambre close.

Dans le phénomène d'ionisation par les rayons γ dans une chambre close, il y a lieu de distinguer un effet gaz et un effet paroi. Les essais faits pour séparer les deux effets n'ont pas abouti à un résultat certain.

Si la chambre contient de l'air purifié, l'absorption des rayons dans le gaz se réduit en général à la production d'électrons de choc : c'est l'effet gaz.

Si les parois de la chambre sont en métal de grand poids atomique, l'effet Compton est insignifiant et ne se fait sentir que pour les électrons très faiblement liés, tandis que l'effet photoélectrique prédomine et que les photoélectrons sont en très grand nombre à l'entrée dans la chambre. Tous ces électrons, quelle que soit leur provenance, franchissent un certain chemin avant d'être absorbés par les parois à la sortie. C'est donc seulement une partie de leur trajet qui donne un rendement d'ionisation, d'où l'influence du volume de la chambre d'ionisation. Donc, le courant d'ionisation obtenu dans un vase clos qui est soumis à l'action d'un rayonnement de nature ondulatoire, est fonction des trois paramètres suivants : nature du gaz enfermé, nature et dimension des parois, volume du récipient.

7. Émanations.

Parmi les propriétés des descendants des trois familles radioactives, il en est une dont il convient de signaler l'importance, tant au point de

vue des expériences de laboratoire qu'à celui des recherches sur le terrain : c'est l'existence dans chacune des trois familles de corps gazeux nommés émanations (ou bien radon, thoron, actinon), tous trois capables de se transformer par désintégrations successives en produits également radioactifs. L'étude physique de ces gaz montre qu'ils obéissent aux lois ordinaires de la physique, comme par exemple celle de la liquéfaction. Dans le tableau de MENDÉLÉEFF (modifié en tenant compte du nombre atomique) l'émanation du radium se range dans la case : nombre atomique 86 et poids atomique 1222. Les deux autres émanations du thorium et de l'actinium, isotopes de celle du radium, ont le même nombre atomique et leurs poids atomiques respectifs sont 220 pour le T*n*, 219 pour l'A*n*.

Les émanations radioactives qui se dégagent dans la nature d'une façon continue sont sujettes à une destruction spontanée et régulière qui les transforme en d'autres matières radioactives non gazeuses, se déposant sur les corps en contact avec elles et qui, au moment où elles furent découvertes, reçurent le nom de *dépôts actifs*.

Il convient de remarquer que les dépôts actifs émettent les rayons les plus pénétrants. PIERRE CURIE avait primitivement utilisé l'expression de *radioactivité induite*, pour exprimer le fait que dans l'émanation les différents corps devenaient actifs en se recouvrant d'un dépôt.

Si les composés solides des corps radioactifs dégagent très peu d'émanation à la température ordinaire, les solutions des sels radifères offrent, à cette même température, un dégagement d'émanation beaucoup plus abondant.

Les périodes sont le temps nécessaire pour que l'émanation décroisse de moitié, et sont respectivement pour le radon, thoron et actinon : 3823 jours, 54,5 secondes et 3,9 secondes. La période T, la constante de désintégration λ et la vie moyenne τ sont liées par la relation :

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = 0{,}693147\,\frac{1}{T}.$$

Les trois émanations se diffusent dans l'air suivant la loi de diffusion des gaz de faible concentration, mais à cause de leur destruction spontanée la distance à laquelle ils peuvent s'éloigner de la substance productrice est limitée par leurs périodes. Le seul qui puisse se diffuser à une distance appréciable est le radon.

Le coefficient de diffusion dans l'air à la température 15° et à pression normale 760^{mm} est 0,100 c.g.s. pour le radon, 0,09 à 0,1 c.g.s. pour le thoron et 0,112 c.g.s. pour l'actinon.

Un mètre cube d'air contient en moyenne la quantité correspondante à 10^{-10} gr. de radium, c'est-à-dire 10^{-10} curie.

Les émanations se trouvent dans la terre en équilibre radioactif avec leurs ascendants, suivent un processus de migration dans l'air avoisinant les couches terrestres, et interviennent dans les mesures d'ionisation faites sur le terrain. Elles peuvent avoir une double provenance, soit qu'elles viennent des couches profondes, et Borne les appelle émanations allochtones, soit qu'elles viennent des roches de la surface et sont alors appelées autochtones.

Les émanations répandues dans les couches géologiques s'y présentent sous deux formes : 1° une émanation qui peut circuler librement à travers les espaces intratectoniques, émanation désignée par Lutz sous le nom de vadose ; 2° une émanation liée aux corps, ne pouvant pas circuler librement. On donne parfois au phénomène d'échange entre l'air du sol, contenant de l'émanation provenant des tubes capillaires de la terre, et l'air de l'atmosphère avoisinante, le nom de *respiration du sol.*

L'humidité du sol a une influence marquée sur la teneur en émanation : plus la roche est humide, moins elle contient d'émanation.

L'émanation dépend de la nature du sol : les granits, à cause de leurs détériorations par les agents extérieurs, en livrent une quantité appréciable.

Les courbes de répartition des teneurs en émanation et en substance active-mère ne concordent pas quand les analyses sont faites à des profondeurs de plus en plus grandes. Cela s'explique par la diminution en profondeur des dimensions des pores.

Le facteur météorologique influe beaucoup sur la teneur en émanation de l'air atmosphérique. Ainsi le soleil, par suite de son action desséchante sur les diverses couches, accentue la respiration du sol. Le vent aidant, la diffusion augmente la proportion d'émanation évacuée. Enfin les variations de la respiration du sol sont les images fidèles des variations de température et d'humidité de l'air, toutes deux fonction du rayonnement solaire.

8. Radioactivité du potassium, rubidium et samarium.

En dehors des éléments faisant partie des trois grandes familles radioactives, on n'a pu mettre en évidence de rayonnements que pour trois autres corps simples. Et encore cette activité se différencie-t-elle nettement de la précédente.

Le premier, un métal alcalin, le potassium, de poids atomique 40, très répandu dans la nature, émet spontanément un rayonnement β, et, d'après Kolhörster, un rayonnement γ très pénétrant, mais tous deux d'une très faible intensité. Malgré cela, en raison de son abondance dans la nature, il convient de tenir compte de l'intervention du potas-

sium dans les mesures de radioactivité sur le terrain. Parmi les trois isotopes qui sont réunis dans le potassium naturel il n'a été possible d'attribuer la radioactivité constatée qu'à un seul d'entre eux, celui dont la massee st 40.

Le deuxième est aussi un métal alcalin, le rubidium, de poids atomique 85,5 ; très rare dans la nature il émet seulement un rayonnement β moins pénétrant, moins dur, et quatre fois plus intense que celui du potassium.

L'absorption est plus grande dans les sels de rubidium que dans les sels de potassium ; l'ionisation produite dans l'air ambiant diminue de ce fait.

Le rayonnement β du potassium est comparable à celui de l'uranium X_2, tandis que celui du rubidium se rapproche de celui du radium B. Le rayonnement γ du potassium, découvert par Kolhörster, est beaucoup plus dur que celui de n'importe quel émetteur de rayonnement faisant partie des séries radioactives.

Les expériences de Kolhörster ont montré que l'activité du potassium est environ 5.10^{-11} fois moins grande que celle du radium.

Comme il est aisé de le prévoir, à cause de son faible pouvoir ionisant, l'activité du potassium n'entre en ligne de compte que d'une façon corrective dans une mesure de laboratoire (surtout par les rayons α), tandis que dans la nature où de grandes masses interviennent son influence n'est plus du tout négligeable.

La teneur moyenne en potassium de l'écorce supérieure de la terre est de 0,0258 gr. de potassium par gramme de roche.

Le troisième radioélément hors série appartient au groupe des terres rares, le samarium : il émet une très faible proportion de rayons α. Son nombre atomique est de taux très bas : il constitue donc une exception à cette règle générale que les corps émetteurs de rayons ont des nombres atomiques très élevés.

Pour ces trois corps, il a été impossible de mettre en évidence de manière certaine une filiation de descendants consécutifs.

9. Influence des rayons cosmiques.

Lors d'une mesure d'ionisation, l'appareil se trouve constamment criblé, en quelque sorte, malgré la protection que lui offre toute l'épaisseur de l'atmosphère, par le rayonnement cosmique, primaire ou secondaire, le premier venu des espaces sidéraux et le second ayant son origine dans l'atmosphère même.

L'effet d'ionisation produit par les rayons cosmiques, lors d'une mesure au niveau de la mer, n'est que de 10 % environ de celui qui est

attribuable aux radioéléments. Leur pouvoir pénétrant est de loin supérieur, 18 fois, à celui des radioéléments les plus pénétrants.

Aux hautes altitudes, d'après Millikan et Cameron, l'ionisation due aux rayons cosmiques est 58 fois plus importante qu'aux faibles. C'est à l'aide de sondages stratosphériques mémorables comme, par exemple, l'ascension de Piccard et Cosyns que la courbe ionisation-altitude a pu être établie.

Quant à l'origine des rayons cosmiques on avait pensé, au début, à apparenter ceux-ci en raison de leur grand pouvoir de pénétration aux rayons γ des corps radioactifs, c'est-à-dire à des rayons de nature ondulatoire, mais bien plus énergiques encore que ceux des corps radioactifs. A l'heure actuelle, celles de leurs propriétés qui ont été le plus récemment découvertes les rapprocheraient plutôt, d'après P. Auger, d'une radiation corpusculaire, c'est-à-dire d'électrons ou de protons extrêmement rapides, dont la vitesse ne se distinguerait guère de celle de la lumière. On divise en deux les corpuscules qui composeraient la radiation cosmique : 1° un groupe de corpuscules durs, possédant un pouvoir de pénétration de quelques mètres de plomb. On a pu déceler une composante dure du rayonnement cosmique sous une épaisseur de 500 mètres d'eau. Leur origine est primaire et lointaine. Ils sont sensibles à l'action du champ magnétique terrestre ; la radiation cosmique est plus faible de 14 % au voisinage de l'équateur que près des pôles. Peut-être, d'après Blackett et Leprince-Ringuet, s'agit-il d'un proton ultra-rapide doué d'une énergie se chiffrant par des nombres astronomiques ; 2° un groupe de corpuscules mous possédant un pouvoir de pénétration de quelques centimètres dans le plomb. Leur origine est secondaire. Ils sont produits en grande partie dans l'atmosphère même, par l'action du groupe dur sur les atomes du gaz. Les rayons primaires ont la propriété de briser les édifices atomiques. Il en résulte une production de corpuscules secondaires, souvent au nombre de plusieurs centaines, émis en éventail. C'est ce qu'on désigne fréquemment sous le nom de gerbes.

10. Distribution des éléments radioactifs.

Si l'on veut étudier la distribution des éléments radioactifs dans l'écorce terrestre, on doit aborder le problème sous deux aspects ou en deux directions : répartitions sur la verticale et répartitions sur l'horizontale.

En ce qui concerne l'horizontale, les substances radioactives peuvent être rencontrées sous forme d'agglomérations naturelles ou bien, et cela est capital, en dispersion universelle. On ne trouve que peu de

matières terrestres exemptes d'uranium, de thorium et de leurs produits de désintégration.

L'uranium se trouve dans les roches acides en plus grande proportion que dans les roches basiques.

Le thorium abonde surtout dans les roches acides sédimentaires et dans les sols. La quantité de thorium dans l'écorce terrestre est plus considérable que celle de l'uranium.

On connaît jusqu'à présent 87 minéraux uraniques et 37 minéraux thoriques. La présence des substances radioactives dans ces minéraux peut être en relation intime avec la composition chimique de la roche ; elles se présentent aussi sous forme de minéraux déposés dans les filons par les solutions hydrothermales à une température et à une pression comparativement élevées, ou au contraire de minéraux déposés dans la biosphère par des solutions à une température peu élevée.

Les masses d'uranium et de thorium, par suite de leur désintégration atomique, produisent constamment de la chaleur. C'est aujourd'hui un fait reconnu. Il fut découvert en 1903 par Pierre Curie qui énonça la loi capitale qui surprit le monde savant : « Le radium dégage continuellement de la chaleur. » R. Strutt (Lord Rayleigh) et J. Joly ont démontré en 1906 que la quantité de chaleur d'origine radiochimique était non seulement suffisante pour expliquer les phénomènes géologiques, mais qu'elle serait trop grande si la teneur en éléments radioactifs dans les profondeurs terrestres était la même qu'en surface. De cette constatation ils ont déduit la conclusion que les éléments fortement radioactifs sont concentrés dans les couches superficielles et n'existent pas dans les profondeurs. La température géothermique du globe croît avec la profondeur jusqu'à une certaine surface, qui d'après les derniers travaux de Holmes, se trouve à quelques centaines de kilomètres ; ensuite elle décroît avec la profondeur.

De même la proportion d'atomes radioactifs augmentera jusqu'à la surface déterminée par Holmes, pour décroître ensuite dans les grandes profondeurs.

L'étude de la distribution quantitative des atomes radioactifs, à l'aide de mesures radioactives sur le terrain et dans les laboratoires, est forcément en liaison étroite avec la géologie : l'institution de cartes radiogéologiques qui demandera, certes, un travail de longue haleine, mais qui comblerait une lacune regrettable de la science actuelle, préoccupe les géophysiciens persuadés de la liaison indispensable de la géophysique et de la géologie. C'est ainsi que les recherches poursuivies depuis plusieurs années par mon maître le Professeur Rothé, soit par lui-même soit par ses élèves, ont pour but l'étude de la répartition des atomes radioactifs dans l'écorce terrestre et sa représentation en cartes. Il s'est rencontré dans cette voie avec le chimiste Vernadsky qui pré-

conise avec force la création de cartes radiogéologiques. Par le présent travail que j'ai exécuté d'après ses directives, j'espère apporter ma pierre à l'édifice général.

Note. — Quelques-unes des idées résumées dans ce mémoire ou des méthodes d'exposition ont été empruntées, avec l'autorisation de l'auteur, aux notes des divers cours non encore publiés professés par mon maître sur ces questions à la Faculté des Sciences de Strasbourg, à l'Institut de Physique du Globe de cette ville, en 1933-34, 34-35, 37-38, 38-39 ; à Clermont-Ferrand en 1939-40, 40-41.

Je le remercie de m'avoir permis de profiter de ce vaste enseignement constamment renouvelé sur la radioactivité dans la nature.

CHAPITRE II

LES MÉTHODES DE PROSPECTION RADIOACTIVE

L'étude de la radioactivité des roches, de l'eau et de l'air peut se faire soit par la prise d'échantillons que l'on étudie au laboratoire, soit sur place par des procédés appropriés. L'étude des roches sur place a conduit à une méthode de prospection géophysique nouvelle, méthode prometteuse car les travaux exécutés par différents chercheurs ont montré que science et industrie peuvent beaucoup en attendre.

Par le fait que les atomes radioactifs, en se désintégrant, donnent naissance d'une part au gaz-émanation, lui-même radioactif et ascendant de substances radioactives, et simultanément à un rayonnement ultrapénétrant, la prospection fondée sur la radioactivité, que pour simplifier j'appellerai prospection radioactive, peut être exécutée sous deux formes :

1° Méthode de prospection radioactive basée sur l'air du sol-émanation ;

2° Méthode de prospection radioactive fondée sur les rayons ultrapénétrants.

11. Méthode basée sur l' « air du sol-émanation ».

Elle peut être divisée, d'après E. Rothé [1], en deux groupes :

a) En creusant une grande cavité dans le sol (2 mètres de hauteur et 50 centimètres de diamètre) on obtient une sorte de chambre-labo-

[1] E. Rothé, Cours de prospection radioactive. Institut de Physique du Globe, Strasbourg.

ratoire où l'on peut par exemple introduire une grande bobine de fil métallique dont on étudiera la radioactivité induite : c'est ainsi qu'on a obtenu les relations entre la respiration du sol et les facteurs météorologiques, que FRIEDRICH BREYER [1] a prospecté le dôme de sel de Sperenberg.

b) En pompant l'air du sol, le faisant passer ensuite dans une chambre dont l'ionisation est accusée par un électromètre, par observation ou par inscription.

Les quantités de radium et de radon en équilibre radioactif sont dans le rapport 1 : $6{,}5.10^{-6}$. [2] Prenant le cas d'une tectonique non troublée, SATTERLY considère que seulement 1/70 de l'émanation du radium qui se trouve en équilibre radioactif avec le radium peut être amené librement dans la chambre d'ionisation par le pompage. Tout le reste, c'est-dire 69/70, est retenu dans les grains des minerais [3-4]. W. LUTZ [5] appelle la première émanation libre « vadose », la seconde, retenue, « liée ».

Dans le cas d'une tectonique troublée : failles, plis-failles, chevauchements, écailles, etc., la proportion d'émanation-vadose peut croître de 10 % et même davantage. C'est uniquement cette émanation-vadose qui peut être mise en évidence par le procédé air du sol-émanation.

Il va sans dire que, par suite de leur vie moyenne infime, les émanations du thorium et de l'actinium séparées de leurs ascendants n'entrent pas en ligne de compte. SANDERSON a trouvé qu'à une profondeur de 60 cm. le rapport radon-thoron dans l'air du sol est 1.600 [6].

Imaginons maintenant que dans le sol on ait un certain volume V de roche dont la teneur en substances radioactives est plus grande que celle des roches encaissantes. L'émanation issue du volume V va cheminer par diffusion à travers la roche encaissante pour passer finalement dans l'atmosphère.

Dans ce cas une nouvelle notion, celle de « flux d'émanation », doit être introduite. On appelle flux d'émanation à travers la surface du sol la quantité d'émanation qui passe en une seconde à travers 1 cm^2 de surface du sol [7].

Supposons d'abord que l'émanation ne subisse aucune désintégration. Suivant les lois de la diffusion, ce flux décroîtra en raison inverse du

---

[1] FRIEDRICH BREYER, *Radioaktive Untersuchungen am Salzdom von Sperenberg.* Gerlands Beiträge zur Geophysik, Band 1, Heft I, p. 373.

[2] STEFAN MEYER und EGON SCHWEIDLER, *Radioaktivität.* Leipzig, 1927.

[3] R. AMBRONN, *Methoden der angewandten Geophysik.* Dresden und Leipzig, 1926, p. 100.

[4] A. GOCKEL, *Die Radioaktivität von Boden und Quellen.* Braunschweig, 1914, p. 61.

[5] W. LUTZ, *Beiträge zur angewandten Geophysik,* Band 8, Heft 2, p. 211, 1940.

[6] A. GOCKEL, *loc. cit.*

[7] P. GEOFFROY et P. CHARRON, *Études géologiques et prospections minières par les méthodes géophysiques.* « Bulletin de la carte géologique de l'Algérie », 1932, p. 123.

cube de la distance séparant un point de la surface du sol de l'élément de volume radioactif envisagé.

Par conséquent le maximum de flux correspondra au minimum de la distance séparatrice. On obtient la courbe σ (fig. 1).

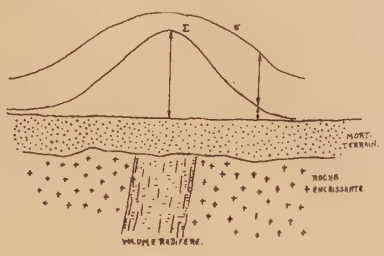

FIGURE 1.

Mais l'émanation subit une désintégration spontanée. Ceci a comme effet que la plus grande quantité d'émanation correspondra au chemin de plus courte durée.

Si l'on retranche des ordonnées de la courbe σ les quantités qui correspondent à la désintégration, on obtiendra une nouvelle courbe Σ qui accusera un maximum plus aigu juste au-dessus du volume V envisagé.

Cette circonstance est favorable à la prospection, mais limite aussi la profondeur d'investigation.

Par exemple V. A. SOKOLOV [1] en déterminant les traces d'hydrocarbures gazeux mélangés à l'air qui imprègnent le sol et les roches du toit des structures supposées pétrolifères, a fondé le procédé dénommé « des gaz ». La même profondeur d'investigation n'est pas atteinte pour les émanations que contient le pétrole (HEIMSTEDT) [2].

Il suit de ce qu'on vient de voir ci-dessus que la méthode de prospection radioactive air du sol-émanation peut être utilisée avec succès soit dans le cas où l'on se propose de déceler la tectonique d'une région sans qu'il y existe de différences notables entre les teneurs en substances radioactives des couches géologiques, soit dans le cas où l'on veut déterminer l'existence et l'emplacement d'un volume dont la teneur en substance radioactive est plus grande que celle des roches encaissantes.

Pour que les mesures soient influencées au minimum par les facteurs météorologiques, on doit effectuer les prises d'air à des profondeurs de plus de 2 mètres. Ceci est possible à l'aide de petites foreuses à main, dont l'emploi est courant dans l'application pratique de cette méthode.

---

[1] V. A. SOKOLOV, *Gas surveying as a method of prospecting for oil and gas.* Congr. Géol. Intern., XVII[e] sess., Abstracts of papers. Moscou, 1937.

[2] HEIMSTEDT, *Annales de Physique*, 1902.

Les premiers essais sur l'émanation remontent à Elster et Geitel [1]. Quelques années plus tard G. von dem Borne [2] a analysé les relations qui existent entre l'émanation du sol et les facteurs géologiques. C'est seulement en 1921 que R. Ambronn [3] applique à des recherches pratiques les propriétés de l'émanation du sol, créant ainsi la méthode de prospection géographique « air du sol-émanation ».

Plus tard, la méthode a été étendue sur une large échelle et a conduit à de nombreux résultats pratiques. Parmi les chercheurs je citerai les noms de Ludewig et Lorenser [4], J. Koenigsberger [5], P. Ludewig et H. Witte [6], Winnacker [7], E. Link et R. Schober [8], Ferdinand Muller [9], F. Behounek [10], V. Patriciu [11], F. Breyer [12] et Werner Vogt [13].

Dans une voie analogue ont été faites aussi plus récemment les recherches de Hubert Garrigue [14] sur la radioactivité de l'air inclus dans la couche de neige au voisinage du sol en montagne, et celles de P. Geoffroy [15].

En Amérique, Corry et Andrew [16], ainsi que A.C. Lane et W.R. Bennett [17] ont obtenu ainsi la localisation d'une faille. En Slovaquie, Frant. Cechura et Jaroslaw Splichal [18] ont fait également des recherches par la méthode air du sol-émanation.

---

[1] Elster und Geirtel, *Phys. Zeitschr.* Band 3, p. 574, 1903.

[2] G. von dem Borne, *Unternehmungen über die Abhängigkeit der Radioaktivität der Bodenluft von geologischen Faktoren.* Breslau, 1905.

[3] R. Ambronn, *Jahrb. Hallescher Verband,* Band 3, p. 21, 1921.

[4] Ludewig und Lorenser, *Zeitschr. für Physik,* Band 13, p. 284, 1923 ; Band 21, p. 258, 1924 ; — *Physik. Zeitschr.,* Band 25, p. 280, 1924.

[5] J. Koenigsberger, *Zeitschr. prakt. Geologie,* Band 34, p. 15, 1926 ; *Zeitschr. f. Geophysik,* Band IV, p. 76, 1928.

[6] P. Ludewig und H. Witte, *Zeitschr. f. Geophysik,* Band I, p. 242, 1924-1925 ; Band II, p. 70, 1926.

[7] Winnacker, *Zeitschr. internat. Ver. Bohrung und Bohrtechn,* Band 32, p. 57, 1924.

[8] E. Link und R. Schober, *Gas und Wasserfach,* Band 69, p. 225, 1926.

[9] Ferdinand Müller, *Zeitschr. f. Geophysik,* Band 3, p. 330, 1927 ; Band 7, p. 241, 1931.

[10] F. Behounek, *Phys. Zeitschr.,* Band 28, p. 333, 1927.

[11] V. Patriciu, *Abhdgn. d. Pr. Geol. Landesanstalt, Neue Folge,* Band 116, Berlin 1930.

[12] F. Breyer, *Gerlands Beitr. z. Geophysik (Ergänzungsband),* Band I, p. 373, 1931.

[13] Werner Vogt, *Mitt. f. Geophysik,* Band II, p. 23, 1935.

[14] Hubert Garrigue, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris,* t. 198, p. 494, 1934 ; t. 200, p. 414, 1935 ; t. 205, p. 420, 1937 ; — *Annales de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg,* t. I, 3e partie, p. 1, 1936.

[15] P. Geoffroy et P. Charron, *Études géologiques et prospections minières par les méthodes géophysiques,* « Bulletin de la carte géologique de l'Algérie », 1932.

[16] Corry and Andrew, *A.I.M.E. Technical Publication* N. 200, New York, 1929.

[17] Alfred C. Lane and W. R. Bennett, *Beitr. z. Angew. Geophysik,* Band IV, p. 353, 1934.

[18] Frant. Cechura et Jaroslaw Splichal, *Recherches géophysiques du terrain au voisinage de Bratislava,* « Congrès international des Mines, de Métallurgie et de la Géologie appliquée », VIIe session, Paris, 1935, p. 907.

12. Méthode fondée sur les « rayons ultra-pénétrants ».

La méthode basée sur l'utilisation des rayons ultra-pénétrants des substances radioactives, qui constitue le principal objet de ce travail, comprend deux variantes :

a) En employant une chambre d'ionisation, on met en évidence l'action des rayons ultra-pénétrants par l'ionisation de l'air contenu dans cette chambre. Les parois en étant étanches, les valeurs mesurées ne sont fonction que du rayonnement qui peut franchir l'épaisseur des parois de la chambre ; elles sont indépendantes des facteurs météorologiques et aussi presque totalement des variations de la teneur en émanation de l'air atmosphérique ; le dépôt du radium C sur les parois peut toutefois intervenir.

b) En utilisant des tubes-compteurs montés de telle façon qu'ils puissent être transportés sur le terrain. On peut compter le nombre moyen des impulsions par unité de temps.

a) Lorsqu'on parcourt les mémoires des premiers chercheurs qui ont travaillé dans le domaine de la radioactivité, on trouve que Wulf a donné quelques indications sur la relation existant entre la géologie locale et les radiations ultra-pénétrantes venant de la terre. Il constate en effet que les chiffres trouvés sont différents lorsque l'électromètre est transporté d'un endroit à l'autre où la constitution du sol est différente.

Plus tard L. Bogojavlensky [1] appliqua la même méthode à la recherche de substances très actives constituant de véritables minerais de radium. Il étudia aussi les eaux thermales de Biélokouricha (Altaï), les sources radioactives de Piatigorsk, les gisements pétrolifères de Maikop et enfin les gisements du charbon appelé chounguite au nord du lac d'Onega [2]. Ensuite il appliqua le même procédé à l'étude de l'influence des facteurs géophysiques sur les points de chute de la foudre, en vue de rechercher des améliorations à apporter à l'installation des lignes de transport électriques [3].

Enfin en Allemagne, V. Masuch en étudiant avec une chambre d'ionisation le rayonnement ultra-pénétrant de la terre, crut avoir trouvé une légère augmentation du rayonnement au-dessus d'un anticlinal [4].

---

[1] L. N. Bogojavlensky, *Bull. of Pract. Geophysics, Leningrad,* Vol. I, pp. 57 et 69, 1925.

[2] L. N. Bogojavlensky et A. A. Lomatin, *Ibid.* Vol. II, p. 184, 1926 ; vol. III, pp. 87, 112 et 123, 1927 ; vol. IV, p. 165, 1928 ; — *Matériaux pour la géologie générale et appliquée,* « Commission Géologique », liv. 46, 1926 ; — *Russian papers on measurements of terrestrial radioactivity,* « Circular information », N. 6072 du Bureau des Mines des États-Unis, juin 1928 ; — *Zeitschr. f. Geophysik,* Band III, Heft 2/3, p. 87 ; *Nature* N. 2997, vol. 119, p. 525, 1927.

[3] L. N. Bogojavlensky, *Electritchestvo,* N° 5, 1931 ; N° 10, 1932 ; — *Journal de Physique et le Radium,* avril 1931 ; — *Nature,* 15 juillet 1933 ; — *Beitr. Z. angew. Geophysik,* Band IV, Heft 4, p. 437, 1934.

[4] V. Masuch, *Zeitschr. f. Geophysik,* Band 10, p. 112, 1934.

En 1931 le Professeur E. Rothé fut amené à entreprendre des recherches analogues portant non pas sur des minerais, mais sur les couches géologiques ordinaires très peu riches en substances actives. Il avait étudié au laboratoire [1] par la méthode Curie (rayons α) la radioactivité de la série de couches constituant la vallée du Rhin jusqu'à 1.300 mètres de profondeur, grâce à des échantillons empruntés aux carottes de sondages que la Société Domaniale des mines de potasse avait bien voulu mettre à sa disposition. Il constata que quelques couches du Chattien, du Stampien et du Sannoisien présentaient une certaine activité, vraisemblablement due à la présence de débris éruptifs provenant d'appareils décomposés analogues sans doute au Kaiserstuhl et aux volcans tertiaires de la vallée du Rhin. Voulant comparer cette activité à celle des roches éruptives des Vosges, il passa en revue quelques roches, granits, basaltes, mélaphyrs, etc., et au cours de ces mesures constata que la rhyolite du Rosskopf présentait une activité remarquable. Il eut alors l'idée d'examiner cette substance au point de vue de la radiation pénétrante.

Au mois de janvier 1934, il constata que trois morceaux placés au voisinage d'un électromètre cuirassé Kolhöster faisaient passer l'ionisation permanente dans l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg de 10,30 i/cm³ sec. à 13,50 i/cm³ sec. L'expérience fut répétée quelques jours après devant les auditeurs au cours public du professeur.

En même temps il montrait la pénétration des rayons du potassium en entourant l'instrument de quelques gros morceaux de sels provenant des diverses couches riches des mines qui firent passer l'ionisation au cours même de 7 i/cm³ sec. à 16,65 i/cm³ sec.

Or des expériences exécutées pendant plusieurs jours auparavant au même point, au nombre de 12, avaient montré que les erreurs étaient les suivantes :

Chute de tension de l'électromètre exprimé en volts par minute :

1,2200	1,1775	1,1775	1,2425	1,2300	1,2200
1,2125	1,2150	1,1875	1,2175	1,2450	1,1525

La moyenne est : $\frac{14,4975}{12} = 1,208125$

Erreur moyenne (E.M.) = 0,0229.
Erreur moyenne du carré (E.M.C.) = 0,028367.
Erreur probable moyenne (E.P.M.) = 0,01922.
Erreur moyenne du carré de la moyenne (E.M.C.M.) = 0,0081.
Erreur probable (E.P.) = 0,0054.

---

[1] E. Rothé et F. Stoeckel, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, t. 199, p. 1330, 1934.

Pour avoir les moyennes et les erreurs en ions par cm^3 et seconde, il suffit de multiplier par 8,414, qui est le facteur de transformation de l'appareil.

Moyenne :

$$1{,}208125 \times 8{,}414 = 10{,}16 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Erreur probable :

$$0{,}0054 \times 8{,}414 = 0{,}05 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

La valeur probable de la moyenne est :

$$(10{,}16 \pm 0{,}05) \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Ces chiffres montrent que la grande différence observée entre 10,16 i/cm^3 sec. et 13,50 i/cm^3 sec., ou 16,65 i/cm^3 sec. doit être attribuée sans aucun doute à l'influence du rayonnement des minéraux en expérience.

Le Professeur Rothé, à la suite de ces observations, s'est demandé « si les faibles activités des couches géologiques ou des roches pourraient être différenciées sur le terrain grâce à la méthode d'ionisation par les rayons γ à l'intérieur d'une chambre cuirassée ». Et c'est ainsi qu'ont été exécutés les premiers essais, le 25 juillet 1935, dans la carrière de rhyolite du Rosskopf située sur la route de Walschbruch au Hohwald [1].

Dans cette série d'observations, pour laquelle il employa une chambre d'ionisation type Kolhörster, il trouva des nombres d'ions notablement différents suivant la couche géologique sur laquelle l'appareil avait été placé. Ayant constaté ainsi des différences entre les nombres d'ions par cm^3 et seconde de 9 à 10 environ à plus de 18, il fut incité à essayer d'utiliser la radiation pénétrante du sol pour suivre le trajet de certaines couches, autrement dit pour créer une nouvelle méthode de prospection ou même de différenciation des roches sur le terrain au point de vue scientifique proprement dit.

Ces observations à la carrière de Welschbruch, qui donnaient entière confiance dans la méthode, ont été suivies par toute une série d'autres travaux sur le terrain qui se sont prolongés pendant les années suivantes. C'est ainsi qu'ont été prospectées les régions suivantes : les environs de Sainte-Odile (Bas-Rhin), la région du Rothenbach (Haut-Rhin), la région Tholy-Tendon (Vosges), la région de Raon-l'Étape-Étival (Vosges), la région de Natzwiller (Bas-Rhin), la région de Ribeauvillé-Orbey (Haut-Rhin), et la région de Saint-Michel-sur-Meurthe (Vosges) [2]. Les

[1] E. Rothé, et Mme A. Hée, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, t. 201, p. 892, 1935 ; — *Congrès de l'Association Française pour l'avancement des Sciences*, Nantes, 1935.

[2] E. Rothé et Mme A. Hée, *Annales de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg*, t. I, 3e partie, p. 7, 1936 ; — *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, t. 203, p. 268, 1936 ; t. 204, p. 1835, 1937 ; — *Congrès de l'Association Française pour l'avancement des Sciences*, p. 222, Marseille, 1936.

recherchés en Auvergne qui leur font suite constituent le sujet du présent travail.

b) En ce qui concerne l'emploi des tubes-compteurs, on peut citer les travaux exécutés par C.A. Suckstorff [1], St. Stechhöfer [2], E. Rothé [3] et W. Lutz [4]. F. Herold [5] apporta quelques améliorations aux tubes-compteurs employés sur le terrain.

---

[1] C. A. Suckstorff, *Zeitschr. f. Geophysik*, Band 11, p. 95, 1935.

[2] St. Stechhöfer, *Zeitschr. f. Geophysik*, Band 12, p. 68, 1936.

[3] E. Rothé et Th. Kopcewicz, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, t. 205, p. 165, 1937.

[4] W. Lutz, *Beitr. z. angew. Geophysik*, Band 8, Heft 2, p. 211, 1940.

[5] F. Herold, *Zeitschr. f. Geophysik*, Band 15, p. 182, 1939.

CHAPITRE III

ÉTUDE DU RAYONNEMENT ULTRA-PÉNÉTRANT D'ORIGINE TERRESTRE

On a vu dans le chapitre précédent que le rayonnement ultra-pénétrant d'origine terrestre èst aussi étudié à l'aide d'une chambre close, où l'on mesure l'ionisation produite par ce rayonnement. Le développement physico-mathématique selon lequel on étudie l'ionisation en chambre close est le suivant :

Deux conducteurs qui s'influencent réciproquement constituent les armatures d'un condensateur ; parmi les dispositions géométriques que peuvent prendre ces deux armatures, celle qui intéresse l'étude de l'ionisation en chambre close est celle où l'influence est totale, c'est-à-dire où l'une des armatures, dite interne, est entourée de toutes parts par l'autre armature, nommée externe.

On sait alors que si V_1 et V_2 sont les potentiels des armatures interne et externe, la charge électrique de l'armature interne est donnée par l'égalité :

$$M = C\,(V_1 - V_2),$$

où C, coefficient de proportionnalité, est la capacité.

Si maintenant un courant électrique s'établit entre les deux armatures du condensateur, la diminution de potentiel par unité de temps est $\Delta\,(V_1 - V_2)$; la diminution de charge électrique correspondante s'obtient en dérivant les deux nombres de l'équation ci-dessus :

$$\Delta M = C\,\Delta\,(V_1 - V_2)\,\frac{1}{300}\ u.e.s.\text{C.G.S.},$$

si V est en volts, M et C en C.G.S., le volt valant $\frac{1}{300}$ *u.e.s.*C.G.S.

Supposons maintenant que l'air se trouvant entre les deux armatures soit soumis à l'action d'un agent ionisateur, par exemple le rayonnement d'un corps radioactif. Dans une molécule neutre frappée par un projectile rapide corpusculaire ou par le quantum d'un rayon γ, la molécule perdant un électron laisse apparaître par conséquent une charge $+ e$; l'électron ainsi libéré se fixe sur une molécule neutre qui à son tour prend la charge $- e$; ce sont ces centres chargés que Jean Perrin a appelées ions positifs et négatifs.

Si aucun champ électrique n'agit pour extraire les ions formés du gaz, le nombre d'ions ne croît pas indéfiniment quand on maintient constante la cause ionisante. En effet on peut prévoir le cas d'une collision entre deux centres, l'un portant la charge $+ e$ et l'autre la charge $- e$; il arrivera que l'électron en excès dans la seconde molécule passera sur la première et que toutes deux se trouveront après le choc à l'état neutre : telle est la recombinaison des ions.

Soient N_0 le nombre de paires d'ions produits par seconde dans 1 cm³ d'air par une cause ionisante supposée constante ; N_1 et N_2 les nombres d'ions positifs et négatifs existant dans 1 cm³ à l'instant t. Le nombre de collisions par seconde entre ions de signe contraire est proportionnel à $N_1 N_2$, c'est-à-dire égal à $\alpha N_1 N_2$ où le coefficient de recombinaison α a la valeur 3.320 *u.e.s.*C.G.S. dans l'air à 15° et 760 mm. de mercure, $\alpha N_1 N_2$ est donc le nombre d'ions disparaissant par seconde.

La variation dN_1 dN_2 du nombre d'ions des deux signes pendant le temps dt est :

$$dN_1 = dN_2 = N_0 dt - \alpha N_1 N_2 dt.$$

Le premier terme montre le nombre d'ions qui se forme, le deuxième celui qui se détruit, la différence fournit la variation pendant le temps dt du nombre d'ions des deux signes. On trouve

$$d(N_1 - N_2) = 0 \qquad N_1 - N_2 = Cte.$$

Si au début ($t = 0$) le gaz n'était pas ionisé, $N_1 = N_2 = 0$, N_1 et N_2 seront toujours égaux, $N_1 = N_2 = N$; la relation précédente devient

$$\frac{dN}{dt} = N_0 - \alpha N^2$$

$\frac{dN}{dt}$ représente le nombre de paires d'ions formés dans 1 cm³ par seconde : ce sont donc ceux-ci qui constitueront le flux d'ions positifs dirigé vers l'armature chargée négativement ; les négatifs se déplacent en sens inverse vers l'armature chargée positivement.

Il en résulte une diminution de voltage entre les deux armatures comme si un courant électrique s'établissait entre elles. Soit i l'intensité

de ce courant par cm² de surface de l'armature ; les ions de chaque signe qui atteignent les plateaux sont au nombre de $\frac{i}{e}$ par seconde et cm², e étant comme précédemment la charge élémentaire d'électricité, L étant la distance entre les armatures ; le nombre d'ions par centimètre de longueur, c'est-à-dire par cm³ de volume, sera $\frac{i}{e} : L = \frac{i}{Le}$.

Donc l'équation $\frac{dN}{dt}$ devient :

$$\frac{i}{eL} = N_0 - \alpha N^2.$$

Supposons maintenant qu'entre les deux armatures on ait une différence de potentiel telle que le courant de saturation soit atteint, c'est-à-dire que tous les ions produits dans le gaz sous la cause ionisante parviennent aux armatures sans qu'il se soit produit de recombinaison. Ce courant de saturation est atteint même par de très basses tensions, par exemple 20-30 volts, pour les appareils employés couramment. Dans ce cas le coefficient de recombinaison α tend vers zéro.

L'intensité du courant de saturation par cm³ est donc donnée par l'équation :

$$N_0 = \frac{i}{eL}$$

Si la surface de l'armature est de S cm², l'intensité est S fois plus grande et :

$$I = i\,S, \text{ d'où } I = N_0 \,.\, e \,.\, L \,.\, S.$$

Comme L . S est le volume, $V_{0,760}$ de l'air réduit à 0° C et 760^{mm} Hg se trouvant entre les deux armatures,

$$I = N_0 \,.\, V_{0,760} \,.\, e.$$

Ce courant est identique à la diminution de charge entre les deux armatures du condensateur :

$$\Delta M = I, \text{ d'où}$$
$$C \,.\, \Delta\,(V_1 - V_2) = N_0 \,.\, V_{0,760} \,.\, e \,.\, \text{C.G.S.}$$

et si $(V_1 - V_2)$ est exprimé en volts ($\frac{1}{300}$ d'unités E.S.) on a :

$$\frac{1}{300}\, C.\Delta\,(V_1 - V_2) = N_0 \,.\, V_{0,760} \,.\, e.c\ g.s.$$

Dans le cas d'une chambre close, les parois extérieures forment l'armature externe. Deux feuilles métalliques quelconques en contact et

isolées de la paroi dont la réaction élastique interne tend à les rapprocher tandis qu'une charge électrique les écartent, forme l'armature interne. Ces deux feuilles écartées par une charge électrique recevront les ions de signe contraire à leur charge, ce qui produira une diminution de leur potentiel. Le rapprochement, mesuré par unité de temps ou vitesse de rapprochement, nous donnera $\Delta\ (V_1 - V_2)$, soit la variation de voltage en volts par minute ; donc en C.G.S. on aura $\frac{\Delta\ (V_1 - V_2)}{60}$ pour la variation de voltage ou volts par seconde. Si l'armature externe est reliée au sol, V_2 sera nul.

La charge élémentaire d'un électron est $4\ .\ 77\ .\ 10^{-10}$ *u.e.s.*C.G.S. On aura donc pour N_0, nombre d'ions par cm³ et seconde, la valeur

$$N_0 = \frac{C}{300\ .\ 60\ .\ 4{,}77\ .\ 10^{-10}\ .\ V_{0,760}}\ \Delta V \text{ ions/cm}^9 \text{ sec.}$$

La valeur du courant d'ionisation correspondant à ce nombre d'ions par cm³ et seconde est $N_0\ 10^{-19}\ V_{0,760}$ amp. et a la valeur d'environ 10^{-19} amp. pour les appareils qu'on emploie couramment. Ceci parce que le courant de 1 amp. équivaut au passage de 10^{19} électrons.

13. Caractères principaux des chambres d'ionisation.

Dans la constitution d'une chambre d'ionisation trois parties sont de première importance et doivent être soigneusement étudiées : *a)* nature et épaisseur des parois extérieures ; *b)* nature de la matière constituant les parois intérieures ; et *c)* électromètre proprement dit.

a) Premièrement, les parois extérieures doivent être épaisses afin de définir la dureté du rayonnement utilisé.

L.N. Bogojavlensky[1], en faisant parallèlement sur un profil géologique des expériences avec des appareils à parois d'étain et à parois de zinc, constata que la courbe de profil obtenue avec l'intrument à parois d'étain (15mm d'épaisseur) présentait les maximums et les minimums les plus marqués.

Le Professeur E. Rothé[2] employa, pour l'électroscope qu'il avait lui-même construit et étudié, une paroi en laiton de 3mm doublée d'une enveloppe de plomb inactif de 8mm d'épaisseur. L'intérieur de cette enveloppe était recouvert d'un revêtement de feuilles d'étain d'une épaisseur de 3mm, destiné à éviter l'émission de rayons secondaires,

---

[1] L. N. Bogojavlensky, *Beitr. z. angew. Geophysik*, Band 4, p. 440, 1934

[2] E. Rothé, 67e *congrès des Sociétés Savantes*, p. 246, 1934.

particulièrement intenses avec le plomb constituant les parois d'un vase clos.

Après de nombreux essais on remplaça le plomb employé antérieurement et qui s'était montré actif par du plomb d'une autre origine (plomb très ancien de la cathédrale de Strasbourg). La chambre ainsi constituée était sans ionisation spontanée nuisible et présentait toutes les garanties de parfait isolement ; elle convenait ainsi aux mesures sur le terrain.

W. Kolhörster [1] a fait construire par la firme Günther et Tegetmeyer de Brunswick des chambres d'ionisation à parois externes d'acier de diverses épaisseurs.

On peut dire d'une façon générale qu'avec une épaisseur de 2,5 à 5^{mm} de métal les rayons mous sont arrêtés et que c'est avec les rayons moyennement pénétrants et ultra-pénétrants que l'on opère.

Pour étudier le rayonnement d'origine terrestre : longueur d'onde, coefficient d'absorption, filtration, on peut munir à l'extérieur la chambre d'ionisation de toute une série d'enveloppes de plomb surajoutées de différentes épaisseurs, qui fonctionnent ainsi comme de vrais filtres. C'est le dispositif employé par L.N. Bogojavlensky [2] dans ses expériences pour l'étude du rayonnement terrestre.

b) En ce qui concerne les parois intérieures, les photoélectrons et les électrons de Compton peuvent intervenir. On sait que si un rayonnement de nature ondulatoire frappe un écran de grand poids atomique, il met en liberté, par effet photoélectrique, des électrons appelés aussi photoélectrons, caractérisés par un grand pouvoir ionisant. Les électrons de Compton, dont le pouvoir ionisant est moins grand, sont peu nombreux.

L'effet contraire se produit dans le cas d'un écran de faible poids atomique.

C'est pour avoir une faible ionisation propre, donc une faible fuite spontanée, qu'on recouvre les parois du côté interne d'une couche mince de métal à faible poids atomique. Le métal est déposé sous forme d'une couche très mince par la méthode galvanoplastique.

Des expériences du Professeur E. Rothé [3] montrent qu'une ionisation spontanée est fortement réduite par une mince couche de zinc (poids atomique 65,37). W. Kolhörster [4] recouvre aussi l'intérieur de son

---

[1] W. Kolhörster, *Phys. Zeitschr.*, Band 27, p. 62, 1926.

[2] L. N. Bogojavlensky, *Beitr. z. angew. Geophysik*, Band 4, p. 437, 1934 ; — *Beitr. z. Geophysik*, Band 1, p. 57, p. 63, 1925 ; Band 2, p. 184, 1926 ; Band 4, p. 165, 1928 ; — *Bull. Inst. Practical Geophysics*, vol. 3, p. 87, 1927, Léningrad ; — *Zeitschr. f. Geophysik*, vol. 3, p. 87, 1927 ; — *Nature*, April 9th, 1927 ; — *Electritchevesto*, N° 5 et N° 10, 1931.

[3] E. Rothé, *Annales de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg*, t. I, partie III, p. 7, 1936.

[4] W. Kolhörster, *Phys. Zeitschr.*, Band 27, p. 62, 1926.

appareil d'un dépôt galvanoplastique de zinc. L.N. Bogojavlensky [1] a essayé des parois en plomb, en zinc, en étain et en laiton (alliage de 80 % cuivre et 20 % zinc) dont les poids atomiques sont respectivement 207, 20 ; 65,37 ; 118,7 et 64,05. Il observe, conformément à la loi générale, les ionisations spontanées les plus fortes avec les parois en plomb, les moins fortes avec celles en zinc. Dans toutes ces expériences il a utilisé des appareils donr les parois extérieures étaient en laiton d'une épaisseur de 15^{mm} et recouvertes d'une mince couche d'étain.

Konrad Bütner [2], en recouvrant d'une fine couche de papier les parois en zinc de 0,3^{mm} d'épaisseur d'un appareil construit par la firme Günther-Tegetmeyer, de Brunswick, est arrivé à diminuer de 35 % l'effet des rayons secondaires.

c) Les électromètres en usage sont ou à feuille métallique or et aluminium pourvue d'un compensateur de température, ou en quartz métallisé. Les deux propriétés physiques qui régissent le comportement des deux sortes d'équipements sont le coefficient de dilatation et la capacité. Les dilatations linéaires du quartz, de l'or et de l'aluminium pour une élévation de température de 0° à 100°, rapportées à une longueur de 1^{m} à 0°, sont respectivement : 0,05, 1,42 et 2, 38 [3].

L'effet de température est négligeable pour le quartz ; il est très important dans les autres montages parce que le changement du volume des feuilles de l'électroscope amène aussi un changement de capacité.

Pour avoir un grand déplacement des feuilles de l'électroscope dans l'unité de temps, c'est-à-dire un grand ΔV pour le même courant d'ionisation I, on doit réduire autant que possible la capacité C. C'est ce qui ressort de la formule :

$$I = \Delta M = C \, . \, \Delta V.$$

Il y a donc intérêt à opérer sous une faible capacité pour un même volume utile de gaz, qui doit être aussi grand que possible. Comme l'appareil, qui est destiné à des mesures en campagne, doit être capable de supporter d'une part toutes les variations de la pression extérieure et de la température, d'autre part les forces électriques de répulsion dues à un champ suffisamment intense pour que le courant de saturation soit promptement atteint, on est limité dans la valeur de la capacité qui ne peut être abaissée au-dessous d'un certain chiffre. En effet, les expérimentateurs se sont arrêtés aux valeurs suivantes pour les capacités des électromètres à feuilles d'or et d'aluminium : 1,2 jusqu'à 1,6 C.G.S. ;

---

[1] L. N. Bogojavlenski, *Beitr. z. angew. Geophysik*, Band 4, p. 437, 1934.
[2] Konrad Bütner, *Zeitschr. f. Geophysik*, Band III, p. 161, 1927.
[3] Hütte, vol. I, p. 458, 1926.

et 0,3 jusqu'à 0,5 G.G.S. pour les électroscopes munis de deux fils en quartz métallisé.

Ce sont ces deux propriétés des fils de quartz métallisé qui en ont rendu l'utilisation courante pour les mesures d'ionisation en chambre close.

Voici les caractères principaux de quelques chambres d'ionisation en usage fréquent dans la pratique :

a) Chambre d'ionisation dont la paroi est en zinc de 0,3 cm. d'épaisseur, possédant un électromètre Wulf avec compensation de température, acier au nickel-quartz. Construite par la maison Günther et Tegetmeyer, de Brunswick, elle a un volume de 4.000 cm^3 et une capacité de 0,95 cm.

b) Chambre d'ionisation dont la paroi est en zinc de 0,3 cm. d'épaisseur, recouverte à l'intérieur d'une mince feuille de papier, possédant un électromètre Kolhörster qui comprend deux fils de quartz métallisé. Construite par la même firme de Brunswick, elle a un volume de 4.100 cm^3 et une capacité de 0,82 cm. La courbe d'étalonnage donne une différence de potentiel de 1,5 volts pour une division de l'échelle.

c) Chambre d'ionisation dont la paroi est en laiton de 0,3 cm. d'épaisseur, avec enveloppes intérieures en plomb. Construite par la Société Nouvelle du Radium de Gif sur les indications du Professeur E. Rothé. La partie inférieure est formée d'un fond d'aluminium qui peut être facilement garni de filtres en plomb de différentes épaisseurs. L'appareil est mobile autour d'un axe vertical et orientable dans tous les azimuts. Ce modèle a été modifié par la substitution de zinc au plomb dans l'enveloppe intérieure.

d) Un autre instrument analogue a été construit dans l'atelier de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg. Il a un volume de 1.775 cm^3 et une capacité de 1,2 cm. La courbe d'étalonnage donne une différence de potentiel de 1,05 volts pour une division de l'échelle.

e) Chambre d'ionisation dont la paroi est en laiton de 0,3 cm. d'épaisseur, couverte à l'extérieur de plomb d'une épaisseur de 1 cm. et possédant un électromètre à feuille d'or. Construite par L.N. Bogojavlensky dans les laboratoires de géophysique de Léningrad, elle a un volume de 1.650 cm^3 et une capacité de 0,725 cm. La courbe d'étalonnage donne une différence de potentiel de 0,650 volts pour une division de l'échelle.

f) Chambre d'ionisation dont la paroi est en laiton de 1,5 cm. d'épaisseur, recouverte à l'extérieur d'une mince couche d'étain et possédant un électromètre Kolhörster qui comprend deux fils de quartz métallisé. Construite par L.N. Bogojavlensky dans les mêmes laboratoires de Léningrad, elle a un volume de 2.000 cm^3 et une capacité de 0,4 à 0,5 cm.

La courbe d'étalonnage donne une différence de potentiel de 1,5 volts pour une division de l'échelle.

14. Chambre d'ionisation de Kolhörster [1].

C'est avec une chambre d'ionisation type W. Kolhörster que j'ai exécuté toutes les mesures exposées dans le présent mémoire. L'appareil N° 6348 a été fourni par la maison Günther et Tegetmeyer, de Brunswick. (Fig. 2).

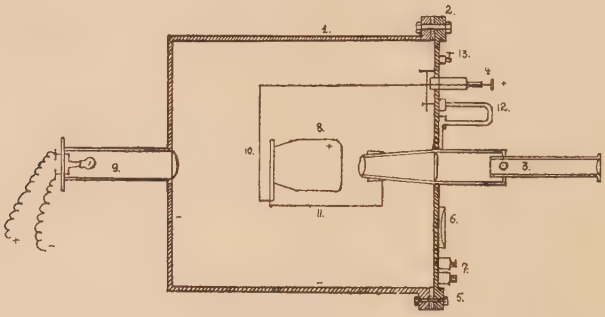

Figure 2.

La chambre d'ionisation cylindrique, de diamètre intérieur 17,48 cm. et de hauteur 17,48 cm, a un volume de 4 litres. Elle est construite en fer laminé (1) de 2,5 mm. d'épaisseur et fermée par un couvercle en laiton (2) de 3,5 mm. d'épaisseur. La jonction entre les deux pièces est étanche et constituée par une flanche à boulons. Les deux parties en contact sont fraisées et rendues rigoureusement planes. Le couvercle porte le microscope (3) pour les lectures, la sonde de chargement (4), le baromètre métallique (5), le thermomètre (6) et enfin deux bouchons tubulaires (7) au moyen desquels on peut envoyer et absorber de l'air qui auparavant a subi une dessiccation au Na. Cette opération est exécutée seulement lorsqu'on veut changer l'air qui se trouve dans la chambre close.

Les deux fils de quartz métallisé (8) qui forment l'électromètre sont fixés au miscroscope et se trouvent dans le champ visuel de ce dernier. En face du microscope il y a une fenêtre (9) pour l'éclairage. L'intérieur de l'appareil est rempli d'air sec et inactif, dont la pression et la tempé-

[1] W. Kolhörster, *Phys. Zeitschr.*, Band 14, p. 1153, 1913 ; — *Zeitschr. f. Physik*, Band 5, p. 107, 1931 ; — *Zeitschr. f. Instrumentenkunde*, Band 44, p. 494, 1924 ; — *Phys. Zeitschr.*, Band 26, p. 654, 1925 ; — *Zeitschr. f. Physik*, Band 27, p. 62, 1926 ; — *Zeitschr. f. Physik*, Band 47, p. 449, 1926 ; — *Phys. Zeitschr.*, Band 31, p. 280, 1930.

rature sont données par le baromètre et par le thermomètre. Par la connaissance de p et de t, on peut vérifier l'étanchéité de l'instrument. S'il n'y a aucune fuite, la masse d'air restant constante, la courbe $p = f(t)$ doit être une droite (loi de MARIOTTE et GAY-LUSSAC).

Certaines réparations ayant dû être faites à l'appareil, le volume normal d'air $V_{0,760}$, c'est-à-dire le volume d'air se trouvant à l'intérieur de la chambre réduit à 0° C et 760 mm. Hg, doit être recalculé. La valeur $V_{0,760}$ est donnée, en fonction de p et de t lus au moment de la fermeture, par la formule classique :

$$V_{0,760} = \frac{Vp}{760\,(1 + \alpha\, t)}$$

où $V = 4152{,}8772$ cm³, le volume en cm³, est donné par le constructeur ;

$p = 714 + 17{,}4$ mm. Hg, pression en mm. Hg lue au baromètre et corrigée de l'état barométrique extérieur ;

$\alpha = 0{,}00367$, coefficient de dilatation cubique de l'air ;

$t = 19$ C., température lue au thermomètre.

Tous calculs faits :

$$V_{0,760} = 3.681{,}70 \text{ cm}^3.$$

L'électroscope employé par W. KOLHÖRSTER est constitué par deux boucles en fil de quartz (silice) (8) rendues conducteurs par une fine couche métallique (métallisée) fixées à une tige métallique très fine (10), et qui, lors d'une décharge complète (position zéro), sont à peu près parallèles. Quand elles sont chargées, les boucles de quartz peuvent s'écarter. Dans le microscope qui n'en vise qu'une petite partie centrale, les portions des boucles apparaissent comme des fils parallèles. A la force de répulsion électrique (loi de COULOMB) s'oppose la force élastique qui tend à rapprocher les deux boucles. La tige (10) est soutenue par une barre mince en quartz isolant (11) et insensible aux variations de température ; le tout est fixé par un anneau sur l'objectif du microscope. Étant donné que toutes les parties de l'appareil qui subissent des influences de température sont construites en quartz, des variations mêmes importantes de température restent sans effet sur la lecture de l'électroscope.

Il y a lieu de remarquer que les pièces constituant l'électromètre ainsi que toutes celles qui restent à l'intérieur de la chambre d'ionisation sont de forme conique ou de révolution afin d'éviter les angles, les coins morts, constituant des champs nuls où les ions peuvent demeurer.

Comme la capacité de l'armature interne (électromètre) entre dans la formule donnant le nombre d'ions, elle est mesurée avec beaucoup de soin.

W. Kolhörster [1] donne la méthode suivante pour la mesure de la capacité E de l'électromètre sans la sonde de chargement et E + S avec cette sonde. Il emploie pour ces mesures un condensateur-étalon de Harms. Ce condensateur-étalon comprend deux cylindres métalliques constituant les deux armatures d'un condensateur normal. La manipulation consiste à relier une armature au sol, charger la deuxième à un potentiel V, ensuite interrompre le contact au sol de la première armature et relier la deuxème au sol ; une certaine quantité d'électricité se trouvant sur cette dernière influence l'autre armature. Cette quantité d'électricité Q est donnée par l'équation :

$$Q = Vc$$

où V est le potentiel défini plus haut et c un coefficient d'influence que l'on établit par étalonnage.

Supposons maintenant que l'armature qui est soumise à l'influence soit reliée à l'électromètre : la quantité d'électricité Q se répartira entre l'électromètre et le condensatur-étalon. Si à ce moment l'électromètre indique une tension de v volts et si on désigne par C la capacité totale (électromètre + condensateur-étalon), la quantité d'électricité correspondante sera :

$$Q = vC.$$

Par conséquent :

$$vC = Vc,$$

d'où

$$C = \frac{Vc}{v}.$$

La capacité du condensateur d'étalonnage est connue avec précision, il suffit donc de soustraire de C cette valeur pour obtenir la capacité de l'électromètre (E).

Pour mesurer la capacité de l'ensemble électromètre et sonde (E + S) on procède de la façon suivante : Par la sonde (4) l'électromètre est chargé à un potentiel élevé. Quand on isole l'électromètre, il indique sur l'échelle un potentiel V_1. A ce moment se trouve sur l'électromètre la quantité d'électricité $E.V_1$. Lorsqu'on applique la sonde sur l'électromètre, la quantité d'électricité qui auparavant se trouvait seulement sur l'électromètre se répand sur l'ensemble du conducteur, électromètre plus sonde (E + S). L'électromètre indiquera une tension V_2.

S'il n'y a pas de pertes, l'égalité suivante est satisfaite :

$$E\,V_1 = (E + S)\,V_2,$$

d'où :

$$E + S = \frac{V_1}{V_2}\,E.$$

---

[1] W. Kolhörster, *Phys. Zeitschr.*, Band 31, p. 280, 1930.

Le constructeur a donné les valeurs suivantes :

$$E = 0{,}282 \text{ cm. C.G.S.}$$
$$E + S = 3 \text{ cm. C.G.S.}$$

Mes propres mesures ont donné pour E + S la valeur moyenne :

$$E + S = 2{,}87 \text{ cm. C.G.S.}$$

Ces valeurs des capacités sont déterminées avec des tensions différentes, comprises dans le champ de mesure couramment utilisé. On obtient pour toutes ces tensions des valeurs différentes des capacités. La capacité est légèrement variable par suite des écartements différents des fils de quartz sous l'effet des tensions différentes, mais cette variation est trop faible pour qu'il en soit tenu compte. En effectuant des moyennes pour des tensions comprises dans le champ habituel de mesure on obtient des valeurs comme celles ci-dessus avec lesquelles on peut travailler sans erreurs appréciables.

Pour l'étalonnage de la tension, c'est-à-dire des divisions qui correspondent à un certain chargement de l'électromètre, on procède de la façon suivante :

En chargeant l'électromètre avec des voltages bien définis mesurés à l'aide d'un voltmètre de précision, on lit sur l'échelle du microscope les divisions correspondantes. Comme la courbe d'étalonnage fournie par le constructeur, établie en 1934, était un peu ancienne, j'ai procédé à un nouvel étalonnage de l'instrument.

Voici les données des expériences :

Tableau I.

Différence de potentiel en volts	Divisions de l'échelle		Somme en divisions de l'échelle
	droite	gauche	
0	5,75	4,00	9,75
12,7	6,00	4,50	10,50
37,0	8,50	7,00	15,50
61,0	12,25	10,50	22,75
84,9	16,50	14,50	31,00
126,0	25,75	23,75	49,50
138,5	28,50	26,50	55,00
164,0	33,25	31,25	64,50
184,0	37,75	35,50	73,25
206,0	43,00	40,50	83,50
213,6	45,00	42,00	87,00
214,0	44,75	42,00	86,75
230,0	48,50	45,25	93,75
248,0	53,00	50,00	103,00
274,0	58,50	55,25	113,75
296,0	63,75	60,50	124,25

La vérification suivant laquelle pour une même différence de potentiel on doit avoir toujours la même somme de divisions d'échelle a été faite.

En interpolant pour les valeurs intermédiaires, on trouve la courbe d'étalonnage tension-divisions de l'échelle suivante :

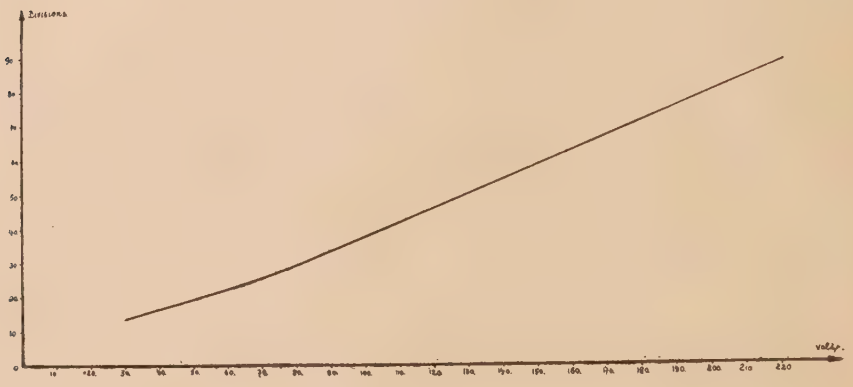

FIGURE 3.

D'après cette courbe d'étalonnage, on voit que la différence de potentiel correspondant à une division de l'échelle est 2 — 2,25 volts.

En comparant cette nouvelle courbe à celle du constructeur on remarque une translation dans la direction des ordonnées positives, la courbe restant toutefois approximativement parallèle à celle du constructeur. Ceci s'explique par le changement d'élasticité des fils de quartz.

La courbe d'étalonnage tension-divisions de l'échelle sert à la détermination de ΔV, seul facteur variable, dans la formule donnant le nombre d'ions formés à la suite de l'action d'une force ionisante quelconque. En effet, en se servant d'un chronomètre on procède à la lecture, sur l'échelle du microscope, des bords intérieurs ou extérieurs des deux fils de quartz de l'électromètre ($t = 0$ et $t = T$). Se reportant à la courbe tension-divisions de l'échelle, on trouve les deux voltages V_1 et V_2. En faisant la différence $V_1 - V_2$ et en divisant par le temps T en minutes, on trouve la valeur de ΔV :

$$\Delta V = \frac{V_1 - V_2}{T} \text{ volts/minutes.}$$

En revenant à la formule qui nous donne le nombre d'ions par cm^3 et seconde :

$$N_0 = \frac{1}{300.60.4{,}77\ 10^{-10}} \cdot \frac{C}{V_{0.760}} \Delta V,$$

et remplaçant

$$C = 0{,}282 \text{ cm.}$$
$$V_{0,760} = 3.681{,}70 \text{ cm}^3$$

on trouve que la première partie de l'égalité, qu'on désignera par la lettre F, a une nouvelle valeur égale à 8,75 : c'est la constante actuelle de l'appareil, dont la valeur initiale était 8,414. Le changement est dû au fait que lorsqu'on a ouvert l'appareil pour une réparation nécessaire [1], la quantité d'air qui y a été enfermé était différente de celle enfermée par le constructeur.

Pour obtenir le nombre d'ions par cm^3 et seconde on doit donc employer la formule :

$$N_0 = 8{,}75\ \Delta V.$$

Toute mesure de ΔV doit être faite dans le champ de mesure utilisable de l'échelle. On définit ainsi l'espace de l'échelle dans lequel, sous l'influence d'une source d'ionisation constante, le nombre d'ions par cm^3 et seconde N_0 reste constant. Pour des mesures variant entre 4 et 80 i/cm^3 sec., le champ de mesure utilisable de l'appareil de Kolhörster se trouve entre les divisions de l'échelle correspondant à 225 et 50 volts.

15. Manipulation de la chambre d'ionisation de Kolhörster.

Lors d'une mesure sur le terrain on doit distinguer deux parties : 1° le transport, et 2° la mesure proprement dite.

1° La chambre d'ionisation de Kolhörster étant un appareil de prospection sur le terrain, la construction doit en être appropriée à ce but. Pour la partie la plus sensible de l'instrument, l'électromètre, le constructeur a adopté le montage suivant :

La sonde ressort servant à la charge est manœuvrée de l'extérieur à l'aide d'un aimant (12). Quand l'aimant est sur le plot de fer marqué L, la sonde touche une tige en relation avec l'électromètre. D'autre part, la sonde est en contact avec une touche isolée, sur la monture de laquelle on peut visser une petite pile sèche Zamboni au papier doré et argenté, pouvant fournir 150 volts environ. De cette manière les boucles de quartz sont maintenues écartées et ne peuvent entrer en contact malgré les trépidations et chocs provenant du transport.

Quant aux autres parties de l'appareil : microscope (3), lampe (9), elles peuvent être dévissées et remplacées par des enveloppes cylindriques d'acier.

---

[1] Lors du transport de l'appareil de Strasbourg à Clermont-Ferrand et de son séjour dans cette dernière ville avant l'arrivée du Professeur Rothé, le fil de connexion intérieur avait été brisé ou brûlé.

2° Pour opérer, après avoir enlevé la pile sèche Zamboni, laisser l'aimant dans son ancienne position sur la lettre L et installer la colonne à résistance (4) qu'on a vissée à la place de la pile sèche ; ensuite amener le contact avec le pôle positif d'une pile sèche, par exemple une pile Wonder de 250 volts. La borne vissée contient une résistance très élevée qui empêche la combustion du petit fil fin par où la charge s'établit entre la pile et la sonde. La charge de l'appareil sans cette résistance est très dangereuse car il peut s'établir un court-circuit à forte intensité. De là probablement l'accident signalé ci-dessus.

Depuis 1935, M. E. Rothé et son assistante, Mme Hée, ont procédé à des centaines de mesures avec transports en auto et en chemin de fer sans qu'aucun accident se soit produit. C'est en leur absence que le fil fut brûlé. On peut donc affirmer la solidité de l'appareillage, à condition de faire les mesures avec soin. Il est également à signaler qu'après l'accident de l'expédition polaire de Nobile, un appareil Kolhörster dont la mission avait été dotée a été retrouvé en état de fonctionnement.

L'électromètre est porté au potentiel 250 v. On supprime la liaison entre l'électromètre et la pile en changeant la position de l'aimant (12) du plot L au plot E. Le contact au sol de l'armature externe est fait à l'aide d'une borne (13).

L'appareil est prêt à fonctionner. On lit sur l'échelle les divisions en notant les temps correspondants, et en remplaçant les valeurs trouvées dans la formule qui donne N_0 on trouve le nombre d'ions par cm^3 et seconde.

L'appareil est complété par un système inscripteur qui permet, le cas échéant, de suivre les variations de l'ionisation avec le temps.

16. Étude de l'absorption vraie et nucléaire ainsi que de la dispersion.

Les rayons provenant des matières radioactives, qu'ils soient de nature corpusculaire ou ondulatoire, subissent un affaiblissement en traversant la matière. Dans les rayonnements de nature ondulatoire l'intensité d'un faisceau est mesurée par le courant d'ionisation, caractérisé par une certaine énergie. De cette valeur on peut déduire aisément le nombre d'ions par unité de volume et de temps.

La définition des constantes caractéristiques d'un milieu absorbant pour un rayonnement bien déterminé se fait de la manière la plus simple dans le cas d'un faisceau de rayons parallèles tombant normalement sur une plaque d'épaisseur *dx*. Soit J l'intensité du faisceau incident,

(J + dJ) celle du faisceau émergeant, la variation de l'intensité — dJ est proportionnelle à l'intensité incidente et à l'épaisseur :

$$-dJ = \mu . J . dx \quad \text{d'où} \quad \mu = -\frac{dJ}{J} \cdot \frac{1}{dx} = -\frac{d}{dx} \log \text{nep } J.$$

Dans le cas d'un rayonnement hétérogène J ainsi que μ sont fonction de x, et alors l'égalité définissant μ devient :

$$-dJ(x) = \mu(x) J(x) dx$$

$$\text{d'où} \quad \mu(x) = -\frac{dJ(x)}{J(x)} \cdot \frac{1}{dx} = -\frac{d}{dx}\left[\log \text{ nep } J(x)\right].$$

Dans ces deux cas, on voit qu'on étudie l'ionisation produite à travers des couches absorbantes de même épaisseur dx.

D'après ces relations, le facteur de proportionnalité μ, nommé coefficient d'absorption, a pour dimension cm^{-1} et est défini dans le système C.G.S. comme étant l'énergie absorbée par unité de longueur, ou bien par unité de volume si J est mesuré par unité de surface, dans le cas d'une énergie incidente égale à l'unité.

L'intégration conduit à :

$$J = J_0 e^{-\mu x}$$

relation connue sous le nom de loi d'absorption exponentielle.

Dans le cas d'un rayonnement non homogène de nature ondulatoire, la loi d'absorption exponentielle prend la forme :

$$J(x) = \Sigma (J_K)_0 e^{-\mu_K x}$$

Revenant aux formules qui expriment μ pour un faisceau homogène ou non :

$$\mu = -\frac{d}{dx}(\log \text{ nep } J) \text{ et } \mu(x) = -\frac{d}{dx}\left[\log \text{ nep } J(x)\right]$$

et en intégrant, on peut représenter les fonctions : log. nep. J et log. nep. J *(x)* (voir fig. 4) :

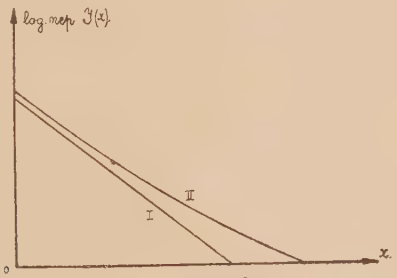

FIGURE 4.

La première fonction, log. nep. J, sera représentée par une droite I ; la deuxième fonction, log. nep. J (x) par une courbe présentant sa convexité vers l'axe des x. En effet, en prenant la seconde dérivée on obtient :

$$\frac{d\mu(x)}{dx} = -\frac{d^2}{dx^2}\left[\log \text{ nep } J(x)\right].$$

Comme $\mu(x)$ diminue quand x augmente :

$$+\frac{d^2}{dx^2}\left[\log \text{ nep } J(x)\right] < 0.$$

ce qui indique la convexité vers l'axe des x.

Dans ce cas on dit qu'il y a filtration du rayonnement, car parmi les composantes celles qui ont un pouvoir de passage plus prononcé deviennent prédominantes au fur et à mesure qu'augmente l'épaisseur de la couche absorbante. Cet effet de filtration ou de durcissement d'un rayonnement est très important dans la nature et explique suffisamment bien le grand pouvoir de pénétration du rayonnement d'origine cosmique ou terrestre lors d'une mesure faite à la surface de la terre.

Le coefficient d'absorption a été défini plus haut par l'égalité :

$$-dJ = \mu \, . \, J \, . \, dx.$$

On peut multiplier et diviser par la même quantité ρ, qui est la densité de la couche absorbante. Dans ce cas, l'égalité devient :

$$-dJ = \frac{\mu}{\rho} \cdot J \, . \, \rho \, . \, dx.$$

On voit qu'on étudie ici l'ionisation produite à travers des couches absorbantes de même densité de surface, $\rho \, dx$. Le rapport μ/ρ prend le nom de coefficient d'absorption massique, ayant les dimensions $cm^2 \, gr^{-1}$ dans le système C.G.S. Il donne dans ce cas l'énergie absorbée dans l'unité de masse superficielle et de temps pour une énergie incidente égale à l'unité.

On peut multiplier et diviser le deuxième membre de cette dernière égalité par la même quantité AN, où N est le nombre d'Avogadro, $6{,}06 \, . \, 10^{23}$ et A le poids atomique de l'absorbant. L'égalité devient alors :

$$dJ = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N} \, . \, J \, . \, \frac{\rho \, . \, N}{A} \cdot dx.$$

Dans ce cas, on voit qu'on étudie l'ionisation produite à travers des couches absorbantes contenant un même nombre d'atomes par unité de surface, $\frac{\rho \, . \, N}{A} dx$. $\frac{\mu \, A}{\rho \, N}$ prend le nom de coefficient d'absorption atomique, μ_{At} ayant les dimensions cm^2 dans le système C.G.S. Il donne dans ce

cas l'énergie absorbée par atome dans l'unité de temps, pour une énergie incidente égale à l'unité.

La quantité $\frac{\rho . N}{A} dx$ est égale au nombre d'atomes présent sur l'unité de surface de l'absorbant. Supposons que la section de la barrière de Gamow ait une surface S. Dans l'unité de surface il y aura $\frac{1}{S}$ sections.

La probabilité pour qu'un quantum qui touche l'unité de surface soit absorbé est égale au rapport entre le nombre des cas favorables, qui n'est autre chose que $\frac{\rho N}{A} dx$, nombre d'atomes se trouvant sur l'unité de surface et le nombre total des cas possibles, qui n'est autre chose que 1/S le nombre des sections Gamow sur l'unité de surface. On a donc pour la valeur de la probabilité : $\frac{\rho N}{A} S \, dx$.

Revenons maintenant à la définition de μ :

$$\mu \, dx = - \frac{d J}{J}.$$

Si dJ est le nombre de rayons disparus dans un absorbant d'épaisseur dx et J, le nombre total de rayons incidents, $\mu \, dx$ n'est autre chose que la même probabilité absolue définie plus haut. On a donc l'identité :

$$\mu \, dx = \rho \frac{N}{A} S \, dx$$

D'où :

$$S = \frac{A \mu}{\rho . N} = \mu_{At.}$$

c'est-à-dire la section de Gamow ou absorbante est identique au coefficient d'absorption atomique.

Dans le cas où la matière absorbante est composée de plusieurs corps simples, pour obtenir la valeur du coefficient d'absorption massique de celles-ci on applique la loi d'additivité des coefficients d'absorption massiques partiels. Si on désigne par M_1, M_2, M_3 ... M_n les proportions en % des corps simples constituant l'absorbant considéré, par $A_1, A_2, A_3 \ldots A_n$ les poids atomiques des mêmes corps simples, et par μ_1/ρ_1, μ_2/ρ_2, $\mu_3/\rho_3 \ldots$ μ_n/ρ_n les coefficients d'absorption massique des mêmes corps simples, la formule nous donnant le coefficient d'absorption massique pour l'absorbant composé du mélange de ces corps simples, est :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{A_1 M_1 \frac{\mu_1}{\rho_1} + A_2 M_2 \frac{\mu_2}{\rho_2} + \ldots\ldots + A_n M_n \frac{\mu_n}{\rho_n}}{A_1 M_1 + A_2 M_2 + \ldots\ldots + A_n M_n}$$

Cette loi d'additivité pour les corps composés a été découverte par G. Fournier [1] et vérifiée par de nombreux chercheurs [2].

Le coefficient d'absorption défini plus haut est dû aux effets photoélectrique, de diffusion et nucléaire.

a) Effet photoélectrique. L'énergie d'un quantum incident peut être transformée entièrement en énergie cinétique d'un électron. Un faisceau incident est donc affaibli lors de son passage à travers un absorbant. On définit alors un coefficient d'absorption massique vraie, $\frac{\tau}{\rho}$, qui est fonction de la longueur d'onde, du poids atomique et du nombre atomique. Bragg et Pierce ont donné en 1913 la formule : $\frac{\tau}{\rho} = \frac{1}{A}.a.n^4\lambda^3$ pour le calcul du coefficient d'absorption massique vraie des rayons X. Depuis lors le champ d'application de cette formule a été étendu ; en particulier Holweck, Owen et Thibaud ont montré qu'elle est encore valable pour les rayons γ.

Dans la formule ci-dessus les notations ont la signification suivante :

τ, coefficient d'absorption vraie ;
ρ, densité de la matière absorbante par rapport à l'eau à 4° C ;
A, poids atomique ;
n, nombre atomique ;
λ, longueur d'onde du faisceau incident, en unité Å ;
$a = 1{,}36\ 10^{-2}$, constante calculée par Louis de Broglie [3] et déterminée expérimentalement par K. Richtmyer [4].

Pour des absorbants de faible poids atomique et pour le domaine des rayons γ l'effet photoélectrique est négligeable, tandis que pour les absorbants de poids atomique élevé il est toujours appréciable, même dans le cas des plus courtes longueurs d'onde. L.N. Bogojavlensky [5] évalue qu'à travers la terre 98 % du rayonnement γ des corps radioactifs sont absorbés par diffusion, et que 2 % seulement sont absorbés suivant l'effet photoélectrique.

b) Effet de diffusion. Un quantum peut heurter un électron périphérique ; il perd une partie de son énergie et est dévié de sa direction primitive. On dit qu'il est diffusé avec dégradation de son énergie. L'affaiblissement du faisceau incident, par ce mécanisme, définit un

---

[1] G. Fournier, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 183, p. 200, 1926.

[2] Jean Thibaud et Jean Thllat, *Journal de Physique et le Radium*, t. I, p. 243, 1930 ; — *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 189, p. 751 et p. 907, 1929.

[3] Louis de Broglie, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 173, p. 1456, 1921.

[4] K. Richtmyer, *Phys. Rev.*, t. 18, p. 13, 1921.

[5] L. N. Bogojavlenski, Lettre personnelle adressée en mai 1933 au Professeur E. Rothé.

autre coefficient d'absorption massique $\frac{\sigma}{\rho}$. La théorie décompose d'ailleurs celui-ci à son tour en deux parties.

La première, $\frac{\sigma_a}{\rho}$, est définie par la fraction de l'énergie incidente qui subit une absorption proprement dite ou vraie, c'est-à-dire qui se transforme en énergie cinétique des électrons. La seconde, $\frac{\sigma_s}{\rho}$, est définie par la fraction de l'énergie incidente qui se retrouve sous forme de rayons γ diffusés, d'une longueur d'onde plus petite que celle des rayons incidents (effet Compton [1]).

Ces trois coefficients d'absorption massique sont reliés par l'égalité :

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{\sigma_a}{\rho} + \frac{\sigma_s}{\rho}.$$

Leur valeur est déterminée par les formules de Klein et Nishina [2], déduites de la théorie générale de la diffusion des ondes électro-magnétiques par les procédés de la mécanique ondulatoire. Aussi, $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$ et σ_s sont donnés par les formules :

$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_o \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2}\left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha}\log \text{ nep } (1+2\alpha)\right] + \frac{1}{2\alpha}\log \text{ nep } (1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2}\right\}$$

$$\sigma_s = \frac{3}{8}\sigma_o \left[\frac{1}{\alpha^3}\log \text{nep}\,(1+2\alpha) + \frac{2(1+\alpha)(2\alpha^2-2\alpha-1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} + \frac{8\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3}\right]$$

où :

$$\frac{\sigma_o}{\rho} = 0{,}40\,\frac{n}{A} \qquad \text{et} \qquad \alpha = \frac{h\nu}{mc^2}.$$

n, nombre atomique des atomes diffusants ;
A, poids atomique des atomes diffusants ;
$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ C.G.S., constante de Planck ;
$\nu = \frac{1}{\lambda}$, fréquence de la radiation, la longueur d'onde est exprimée en U.X.C.G.S. ;
$m = 9{,}04 \cdot 10^{-28}$ gr. C.G.S., masse de repos de l'électron ;
$c = 3 \cdot 10^{10}$ cm. sec.$^{-1}$ C.G.S., vitesse de la lumière.

---

[1] A. H. Compton, *Physical Review*, vol. 121, p. 207 et p. 483, 1923 ; — P. Debye, *Phys. Zeitschr.*, Band 24, p. 161, 1923.

[2] Klein and Nishina, *Nature*, vol. 122, p. 388, 1928 ; — *Zeitschr. f. Physik*, Band 52, p. 853, 1928.

Ayant calculé au moyen des formules de KLEIN et NISHINA les valeurs de σ et de σ_s on peut facilement déduire celle de σ_a, valeur du coefficient d'absorption vraie par diffusion :

$$\sigma_a = \sigma - \sigma_s.$$

A.H. COMPTON déduit à l'aide de la mécanique classique les coefficients de diffusion suivants :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{1+2\alpha} \quad ; \quad \frac{\sigma_s}{\sigma_0} = \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^2} \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_a}{\sigma_0} = \frac{\alpha}{(1+2\alpha)^2}.$$

où α et σ_0 ont la même signification que tout à l'heure.

On estime actuellement que les formules obtenues par KLEIN et NISHNA paraissent mieux convenir que celles de COMPTON dans le domaine des rayons γ.

c) Effet nucléaire. En 1931, Mlle L. MEITNER et H. HUPFELD [1] ont montré que, en dehors des deux mécanismes précédents d'interaction entre les rayons γ et la matière, il y avait encore lieu de considérer une interaction directe entre les rayons γ et le noyau atomique. Le coefficient d'affaiblissement massique correspondant est désigné par χ/ρ.

D'après de nombreux travaux [2] on a déduit que l'absorption nucléaire semble ne se produire que pour des longueurs d'onde inférieures à 10 U.X. environ et paraît croître avec la fréquence. Elle augmente d'autre part avec le poids atomique de l'élément irradié. Ainsi pour l'*Al* de poids atomique 26,96 et pour le *Fe* de poids atomique 55,84, aucune augmentation de l'absorption des rayons les plus durs des corps radioactifs n'a été constatée. L'absorption observée correspond à celle que l'on calcule à partir des formules de BRAGG-PIERCE et de KLEIN-NISHINA. Tandis que pour le *Pb* de poids atomique 207,20 une augmentation de 50 % de l'absorption s'explique par l'effet nucléaire.

Aucune formule quantitative nous donnant la valeur du coefficient massique d'absorption nucléaire $\frac{\chi}{\rho}$ n'a encore été publiée à ma connaissance. Mais dès que les absorbants sont de poids atomique faible ou moyen on peut négliger, sans faire d'erreur appréciable, ce mécanisme d'absorption.

---

[1] L. MEITNER und H. H. HUPFELD, *Zeitschr. f. Phys.*, Band 67, p. 147, 1931 ; Band 75, p. 765, 1931.

[2] E. STAHEL et H. KETELAAR. *Journal de Physique et le Radium*, t. IV, p. 460, 1933. — H. KETELAAR, A. PICCARD et E. STAHEL, *Ibid.*, t. V, p. 385, 1934 ; — W. GERTNER, *Ibid.*, t. V, p. 49, 1934 ; — CHAO, *Phys. Rev.*, t. 36, p. 1519, 1930 ; — L. H. GRAY and C.T. P. TARRANT, *Proc. Roy. Soc.*, vol. 135, p. 223, 1932 ; — J. C. JACOBSEN, *Zeitschr f. Physik*, Band 70, p. 145, 1931.

Dans le cas d'une absorption à travers l'écorce terrestre on fera l'hypothèse suivante. L'écorce terrestre est constituée des proportions suivantes de corps simples :

O, de poids atomique 16 : 50 % ;

Autres corps simples de poids atomique inférieur à 30 : 49,8 % ;
Corps simples de poids atomique voisin de celui du P*b* (poids atomique 207,20), de 10^{-2} à 10^{-3} % seulement.

On peut donc conclure que l'effet nucléaire n'interviendra dans le rayonnement γ des corps radioactifs que dans une très petite mesure, et que cette intervention se produira uniquement dans le cas d'une rencontre entre un quantum et un atome très lourd.

On convient par conséquent d'admettre que la valeur du coefficient d'absorption nucléaire $\frac{\chi}{\rho}$ a pour valeur 0,5 % du coefficient d'absorption totale $\frac{\tau + \sigma}{\rho}$.

Comme on vient de le démontrer, le coefficient total d'absorption est la somme des coefficients d'absorption dus aux effets précédemment définis, c'est-à-dire aux effets photoélectrique, de dispersion sans et avec changement de fréquence, et nucléaire :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_a}{\rho} + \frac{\sigma_s}{\rho} + \frac{\chi}{\rho}.$$

D'après la convention appliquée au cas d'une absorption à travers l'écorce terrestre, la formule peut s'écrire :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_a}{\rho} + \frac{\sigma_s}{\rho} + \frac{0{,}5}{100} \cdot \frac{\tau + \sigma}{\rho}.$$

17. Interprétation du coefficient d'absorption dans la nature.

On est en droit d'appliquer ce coefficient total d'absorption dans les mesures faites au laboratoire, où la cause ionisante est considérée comme ponctuelle et où les rayons diffusés avec changement de fréquence qui ne sont pas compris dans l'angle solide englobant l'appareil n'entrent pas en ligne de compte.

Dans la nature, où les conditions sont différentes, les choses se passent tout à fait autrement. Les deux phénomènes suivants doivent être distingués :

a) A cause du grand nombre de rayons primaires la couche absorbante

émet des rayons secondaires dont l'effet ionisant est appréciable en raison même de ce grand nombre.

b) En exprimant l'affaiblissement du rayonnement incident lors du passage à travers un absorbant par le coefficient total d'absorption

$$\mu = \tau + \sigma_a + \sigma_s + \frac{0,5}{100}(\tau + \sigma),$$

on doit remarquer que le dispositif expérimental n'est impressionné que par les rayons qui, tout en étant absorbés, conservent la direction primitive.

Si l'on considère seulement l'affaiblissement vrai, c'est-à-dire

$$\tau + \sigma_a + \frac{0,5}{100}(\tau + \sigma)$$

il y a lieu de remarquer que le rayonnement diffusé avec changement de fréquence (effet Compton) est négligé.

Ces deux interprétations sont en contradiction avec les lois énoncées auparavant.

En réalité, dans la nature on a affaire avec des masses radiantes et irradiées infiniment grandes et en dehors du rayonnement affaibli par absorption vraie et diffusion; aussi la chambre est-elle soumise au rayonnement diffusé dans la direction du dispositif expérimental par les parties latérales de la couche absorbante, qui à leur tour subiront les lois classiques de l'absorption. Les interprétations des mesures dans la nature seront donc faites avec un autre coefficient s'absorption, μ_0, défini par l'inégalité :

$$\tau + \sigma_a + \frac{0,5}{100}(\tau + \sigma) < \mu_o < \tau + \sigma_a + \sigma_s + \frac{0,5}{100}(\tau + \sigma).$$

corrigée d'une certaine fraction due aux effets ionisants des rayons secondaires qui naissent dans l'absorbant.

18. Calcul théorique des coefficients d'absorption τ, $\sigma\alpha$ et σ dans le cas où l'absorbant est constitué par l'écorce terrestre ou par l'air.

En admettant que la loi d'additivité de G. Fournier pour le calcul des coefficients d'absorption des corps composés est valable et en appliquant les formules de Bragg-Pierce et Klein-Nishina, on peut calculer la variation des coefficients massiques d'absorption, fonction de la longueur d'onde exprimée en U.X.

D'après W. Vernadsky [1], la proportion des corps simples constituant l'écorce terrestre est : 49,2 %, O ; 26 %, *Si* ; 7,4 %, *Al* ; 4,2 %, *Fe* ; 3,25 %, *Ca* ; 2,35 %, *Mg* ; 2,4 %, *Na* ; 2,35 %, K ; et 1 %, H, en négligeant les corps simples dont la proportion est moindre que 1 %.

C'est pour les pourcentages qui viennent d'être indiqués que les lois de Bragg-Pierce et Klein-Nishina ont été représentées dans les courbes ci-dessous. Le calcul a été fait de la façon suivante : dans les formules de Bragg-Pierce et Klein-Nishina j'ai remplacé la longueur d'onde exprimée en U.X. par un très grand nombre de valeurs comprises entre la plus petite et la plus grande valeur de la longueur d'onde caractéristique des corps radioactifs. J'ai ensuite calculé les coefficients d'absorption pour tous les corps simples qui constituent l'écorce terrestre et l'air, et appliquant la loi d'additivité des coefficients d'absorption partiels, j'ai porté les points sur les différents graphiques. Par interpolation, j'ai tracé les courbes ci-dessous. J'ai ainsi obtenu pour $\frac{\tau}{\rho}$, $\frac{\sigma}{\rho}$, et $\frac{\sigma_a}{\rho}$, dans le cas où l'absorbant est l'écorce terrestre, les courbes des figures 5, 6 et 7.

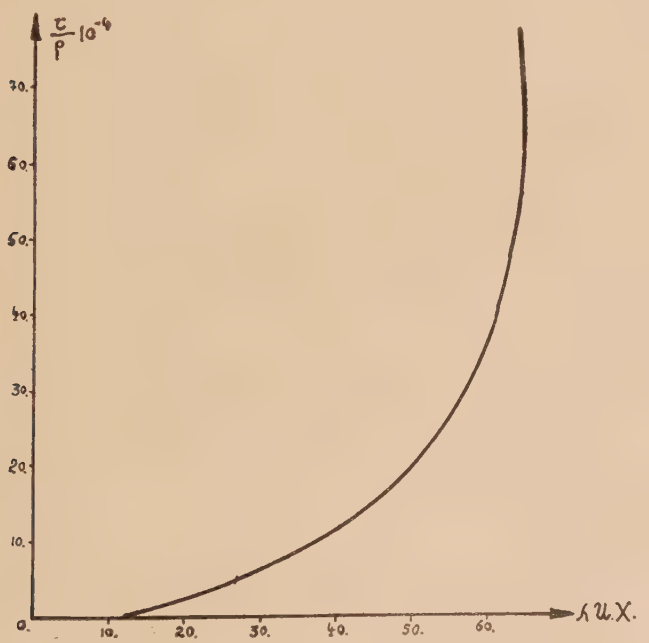

Figure 5.

[1] W. Vernadsky, *La Géochimie*, p. 17 (Paris, 1924).

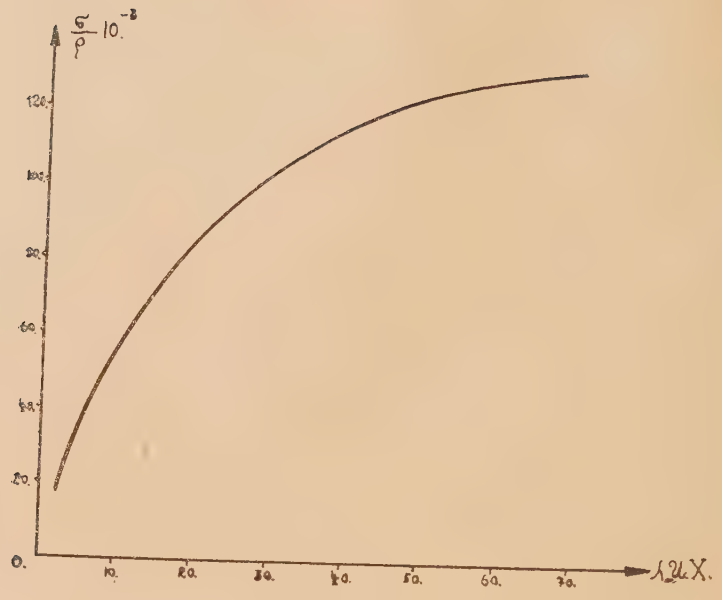

FIGURE 6.

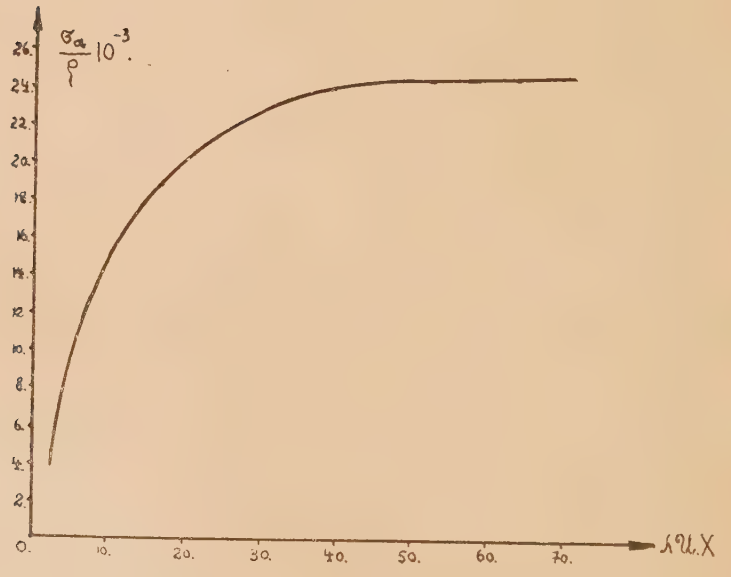

FIGURE 7.

Lorsque l'absorbant est l'air atmosphérique, dans la composition duquel les corps simples entrent dans les proportions suivantes : 21 % O

et 79 % N en négligeant ceux dont la proportion est inférieure à 1 %, on applique les mêmes lois et on trouve la variation des coefficients d'absorption massique : $\frac{\tau}{\rho}$, fig. 8, $\frac{\sigma}{\rho}$, fig. 9 et $\frac{\sigma_a}{\rho}$, fig. 10, fonction de la longueur d'onde exprimée en U.X.

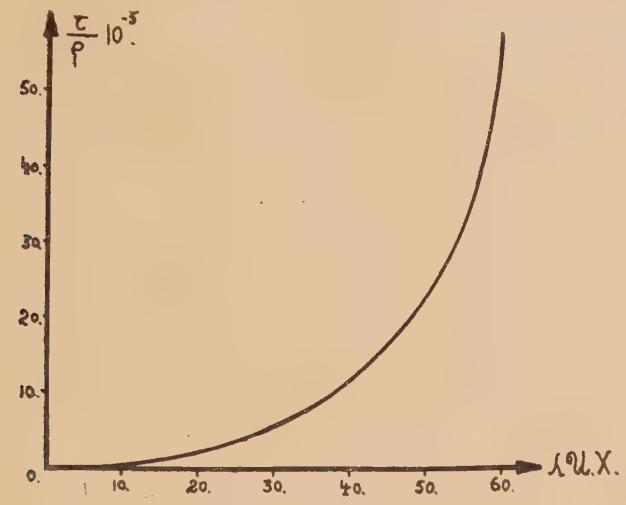

FIGURE 8.

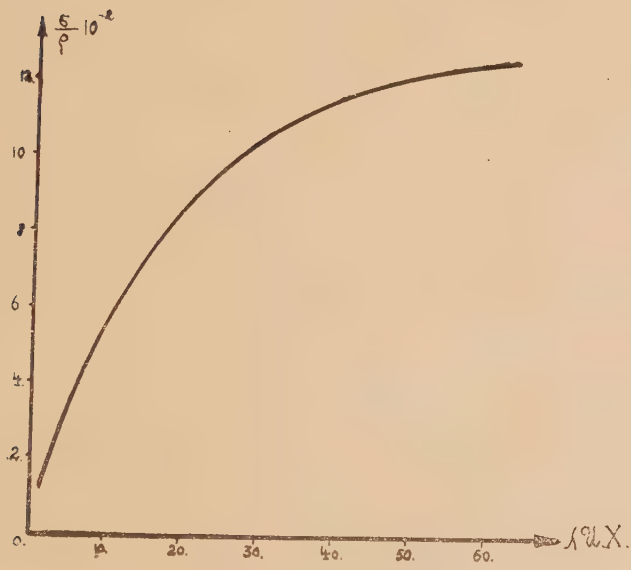

FIGURE 9.

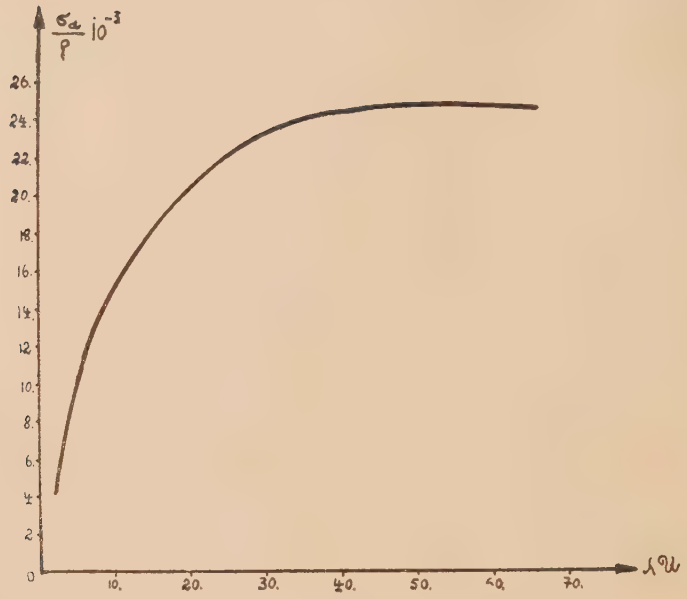

FIGURE 10.

D'après les considérations exposées au paragraphe 16, le coefficient d'absorption totale μ qui sera employé lors d'une expérience dans le laboratoire, dans tous les calculs et toutes les interprétations, est la somme des coefficients d'absorption photoélectrique τ, de diffusion $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$, et nucléaire, que par convention on a évalué à 0,5 % de $\tau + \sigma$. Dans ce cas :

$$\mu = \tau + \sigma_a + \sigma_s + \frac{0{,}5}{100}(\tau + \sigma).$$

Dans le cas d'une mesure faite dans la nature, la valeur du coefficient d'absorption totale a une autre signification. Comme on l'a dit antérieurement, il doit être plus grand que la valeur du coefficient d'absorption vraie $\tau + \sigma_a + \frac{0{,}5}{100}(\tau + \sigma)$ et plus petit que μ. Il est donc défini par l'inégalité :

$$\tau + \sigma_a + \frac{0{,}5}{100}(\tau + \sigma) < \mu_0 < \tau + \sigma_a + \sigma_s + \frac{0{,}5}{100}(\tau + \sigma).$$

Exemple :

Admettons que l'effet ionisant d'une substance radifère est dû seulement au rayonnement du Ra*C* de longueur d'onde 5,63 U.X. ; c'est la

radiation la plus pénétrante de la famille radioactive U*r*-R*a*. Lors du passage à travers un absorbant d'épaisseur appréciable, on peut considérer sans grande erreur que c'est le seul qui pourra influencer le dispositif expérimental, toutes les autres radiations de longueur d'onde moins élevée étant absorbées. Les courbes calculées (fig. 5, 6 et 7) nous fournissent les valeurs suivantes pour $\frac{\tau}{\rho}$, $\frac{\sigma}{\rho}$ et $\frac{\sigma_a}{\rho}$ (cas où l'absorbant est constitué par l'écorce terrestre) :

$$\frac{\tau}{\rho} = 0{,}00 \; ; \quad \frac{\sigma}{\rho} = 35 \,.\, 10^{-3} \; ; \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_a}{\rho} = 7 \,.\, 10^{-3}.$$

les 0,5 % de $\frac{\sigma + \tau}{\rho}$ ont la valeur 0,000175.

On trouve pour $\frac{\mu}{\rho}$ la valeur :

$$\frac{\mu}{\rho.} = \frac{\tau + \sigma}{\rho.} \left(1 + \frac{0{,}5}{100}\right) = 0{,}035175,$$

tandis que $\frac{\mu_o}{\rho}$ sera défini par l'inégalité :

$$0{,}007175 < \frac{\mu_o}{\rho} < 0{,}035175.$$

Le coefficient d'absorption totale est 5 fois plus grand que celui d'absorption vraie. Celui d'absorption hypothétique $\frac{\mu_o}{\rho}$ avec lequel nous faisons les interprétations des mesures sur le terrain se trouve entre les deux.

19. Détermination expérimentale du nombre d'Eve.

Imaginons une source radioactive d'intensité J_o, concentrée en un point. Si m est la masse de la substance radioactive, l'intensité i_0 par unité de masse sera :

$$i_o = \frac{J_o}{m}.$$

Les radiations de cette source sont absorbées dans le volume qui sépare le point émetteur du dispositif expérimental. Soit — dJ l'intensité

absorbée par le volume élémentaire dv, l'intensité absorbée par unité de volume q est :

$$q = \frac{d\,J}{d\,v}.$$

Dans un milieu absorbant, homogène et de coefficient d'absorption totale μ, l'intensité de la radiation à une distance r est donnée par la loi d'absorption exponentielle :

$$J = J_o\, e^{-\mu r}.$$

Supposons autour du point émetteur une couronne circulaire d'épaisseur dr, le volume de cette couronne est :

$$d\,v = 4\,\pi\,r^2\,d\,r.$$

La variation de l'intensité $-dJ$ lors du passage de la radiation à travers cet élément de volume est :

$$-d\,J = q\,.\,4\pi\,r^2\,d\,r.$$

Mais $-dJ$ est donné aussi par la différenciation de la loi exponentielle d'absorption :

$$-d\,J = \mu\,.\,J_o\,e^{-\mu r}\,d\,r.$$

D'où :

$$\mu.\,i_o\,.\,m\,.\,e^{-\mu r} = q\,.\,4\pi\,r^2$$

$$q = \frac{\mu i_o}{4\pi}\cdot\frac{m}{r^2}\,e^{-\mu r}.$$

q est l'intensité absorbée par unité de volume, mais lors d'une absorption il y a aussi production d'ions qui sont mis en évidence par notre dispositif expérimental. On peut donc énoncer : une masse radioactive produit par les rayons γ une ionisation (nombre d'ions par cm³ et seconde) qui est proportionnelle à la masse radioactive m et à un facteur exponentiel $e^{-\mu r}$ et inversement proportionnelle au carré de la distance, r^2.

Le coefficient $K = \frac{\mu i_o}{4\pi}$ porte le nom de coefficient d'Eve [1]. Dans le cas d'un milieu non absorbant, $\mu = 0$; K peut être défini comme l'ionisation en couples ioniques par cm³ et seconde produite à 1 cm. par une masse radioactive égale à 1 gr.

On appelle souvent aussi ce nombre d'Eve, sensibilité de l'instrument vis-à-vis des rayons γ de telle substance radioactive.

---

[1] A. S. Eve, *Phil. Mag.*, vol. 12, p. 189, 1906 ; vol. 22, p. 551, 1911 ; vol. 27, p. 394, 1914.

Il est à remarquer que le nombre d'Eve est mesuré en valeur absolue.

Le coefficient qu'on vient de définir a une très grande importance dans la pratique. Il sert à la fois à l'étalonnage de l'appareil, étant une constante spécifique de chaque instrument, et à la détermination quantitative des poids actifs inconnus qui sont la cause de l'ionisation.

C'est pourquoi j'ai cru bon de déterminer les nombres d'Eve lors d'une absorption par le passage des rayons à travers la terre, ainsi qu'à travers l'air et cela pour différentes substances radioactives, préparations de laboratoire ou roches naturelles.

I. Dans la détermination de K pour un absorbant constitué par l'air, j'ai adopté la disposition expérimentale suivante :

L'appareil est soulevé à une hauteur de 1 mètre du plancher, la substance rayonnante suspendue à un trépied est à la même hauteur et à des distances pouvant varier depuis 90 cm. jusqu'à 140 cm. Pour éliminer toute cause d'erreur due à la dissymétrie de l'appareil, j'ai fait varier l'angle α entre le plan des boucles de quartz au repos et la direction de la préparation radioactive depuis 0° jusqu'à 90°. Il suffisait d'effectuer ces essais dans un seul plan, par exemple dans le plan horizontal, puisque tout est symétrique autour de l'axe déterminé par l'intersection du plan des boucles avec le plan horizontal.

Les murs, ou toute autre masse pouvant introduire des erreurs par suite de l'émission de rayons secondaires, se trouvaient à une distance de 3 mètres au moins.

V.F. Hess [1] estime que l'on doit apporter aux valeurs brutes trouvées les corrections suivantes :

a) Division du nombre brut d'ions par cm^3 et seconde par 1,04 pour éliminer le rayonnement secondaire provenant des murs de la chambre où l'expérience a été faite ;

b) Multiplication du nombre brut d'ions par cm^3 et seconde par 1,01 pour éliminer l'absorption des rayons γ dans la paroi de verre du tube qui renferme la préparation radioactive.

Ces corrections ne changent d'ailleurs pas beaucoup la valeur de l'ionisation brute obtenue.

Il va sans dire que l'effet dû à la substance radioactive est la différence entre l'effet total, la préparation radioactive étant présente, et l'effet local, c'est-à-dire l'ionisation propre du point où on fait l'expérience.

Les valeurs trouvées lors des expériences sont données dans les tableaux suivant :

---

[1] V. F. Hess, *Phys. Zeitschr.*, Band 14, p. 610, 1913.

a) Préparation radioactive : $m = 0{,}34 \cdot 10^{-3}$ gr. *Ra* en équilibre radioactif avec tous ses descendants ; scellée dans une ampoule de verre [1].

Tableau II.

Distance cm.	Effet local i/cm³sec	Moyenne de l'effet local i/cm³sec	Angle α en degrés	Effet total i/cm³sec	Différence entre l'effet total et l'effet local i/cm³sec	Pression mm Hg	Température degrés C
—	9,62		—	—	—	672	12°,5
90	—		90°	298,0	288,26	—	—
»	—		75°	257,0	247,26	—	—
»	—		60°	261,0	251,26	—	—
»	—	9,74	45°	271,5	261,76	—	—
»	—		30°	271,5	261,76	—	—
»	—		15°	250,4	240,66	—	—
»	—		0°	266,0	256,26	—	—
—	9,85		—	—	—	698	15°
—	9,84		—	—	—	715	23°
140	—		90°	136,2	126,24	—	—
»	—		75°	123,1	113,14	—	—
»	—		60°	123,7	113,74	—	—
»	—	9,96	45°	128,1	118,14	—	—
»	—		30°	127	117,04	—	—
»	—		15°	121,5	111,54	—	—
»	—		0°	117,2	107,24	—	—
—	10,08		—	—	—	715	23°

b) Préparation radioactive : $m = 1 \cdot 10^{-4}$ gr. *MeTh*, en équilibre radioactif avec tous ses descendants ; scellée dans une ampoule de verre [2].

Tableau III.

Distance cm.	Effet local i/cm³sec	Moyenne de l'effet local i/cm³sec	Angle α en degrés	Effet total i/cm³sec	Différence entre l'effet total et l'effet local i/cm³sec	Pression mm Hg	Température degrés C
—	9,85		—	—	—	695	15°
90	—		90°	113,9	94,0	—	—
»	—		75°	102,0	92,1	—	—
»	—		60°	106,5	96,6	—	—
»	—	9,90	45°	104,1	94,2	—	—
»	—		30°	103,5	93,6	—	—
»	—		15°	103,5	93,6	—	—
»	—		0°	105,0	95,1	—	—
—	9,95		—	—	—	700	17°
—	9,74		—	—	—	703	16°,5
140	—		90°	55,4	45,6	—	—
»	—		75°	49,2	39,4	—	—
»	—		60°	51,4	41,6	—	—
»	—	9,795	45°	52,9	43,10	—	—
»	—		30°	52	42,20	—	—
»	—		15°	50	40,20	—	—
»	—		0°	49,1	39,30	—	—
—	9,85		—	—	—	710	19°,5

[1] La préparation de *Ra* provient de la Société Nouvelle du Radium de Gif (Seine-et-Oise).
[2] La préparation de Mésothorium provient de la Société Française d'énergie et de Radiochimie de Courbevoie (Seine).

c) Préparation radioactive :

$m = 5$ gr. de hydrate de lanthane actinifère chimique, en équilibre radioactif avec tous ses descendants ; scellée dans une ampoule de verre [1].

Tableau IV.

Distance cm.	Effet local i/cm³sec	Moyenne de l'effet local i/cm³sec	Angle α en degrés	Effet total i/cm³sec	Différence entre l'effet total et l'effet local i/cm³sec	Pression mm Hg	Température degrés C
—	9,62		—	—	—	702	16°
90	—		90°	134,2	124,47	—	—
»	—		75°	105,0	95,27	—	—
»	—		60°	113,9	103,17	—	—
»	—	9,73	45°	118,1	108,37	—	—
»	—		30°	122,5	112,77	—	—
»	—		15°	122,5	112,77	—	—
»	—		0°	130,0	120,27	—	—
—	9,84		—	—	—	706	18°,5
—	9,84		—	—	—	706	18°,5
140	—		90°	88,7	78,97	—	—
»	—		75°	81,2	71,47	—	—
»	—		60°	81,2	71,47	—	—
»	—	9,73	45°	81,2	71,42	—	—
»	—		20°	86,2	76,27	—	—
»	—		15°	76,95	67,22	—	—
»	—		0°	78,5	68,77	—	—
—	9,62		—	—	—	702	16°

Si maintenant, dans un système de coordonnées polaires, on trace les angles $\alpha = 0°$, 15° ... 90°, et si sur ces rayons on prend des vecteurs proportionnels aux différences d'intensité entre l'effet total et l'effet local, on trouve les courbes suivantes pour les préparations placées à 90 et à 140 cm. : Ra, fig. 11 et fig. 12 ; MeTh, fig. 13 et fig. 14 ; hydrate de lanthane actinifère, fig. 15 et fig. 16. C'est une représentation en coordonnées polaires de la fonction $I = f(\alpha)$.

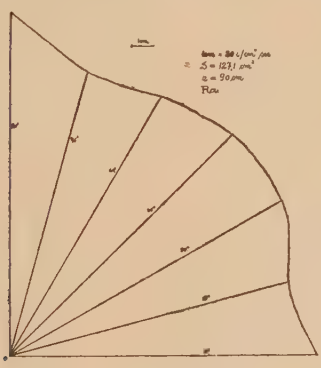

Figure 11.

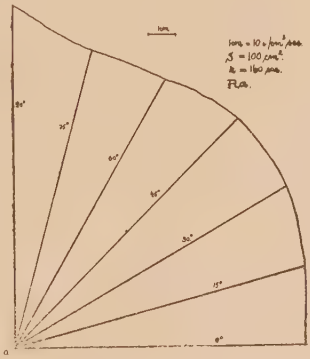

Figure 12.

[1] La préparation de lanthane actinifère a été aimablement mise à la disposition du Professeur Rothé par Mme Joliot-Curie.

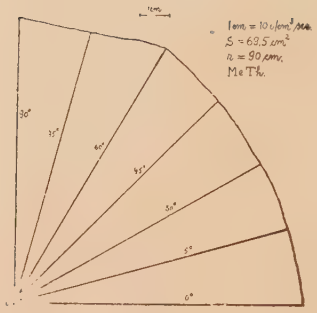

FIGURE 13.

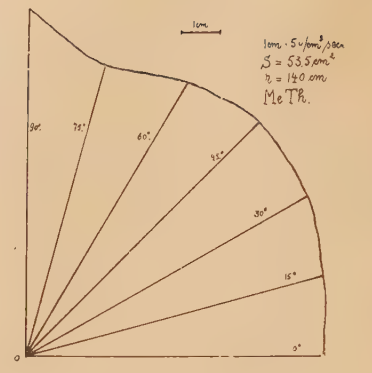

FIGURE 14.

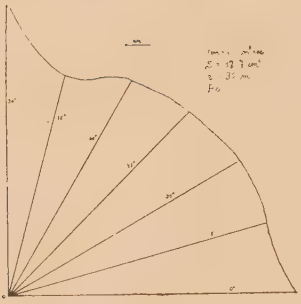

FIGURE 15.

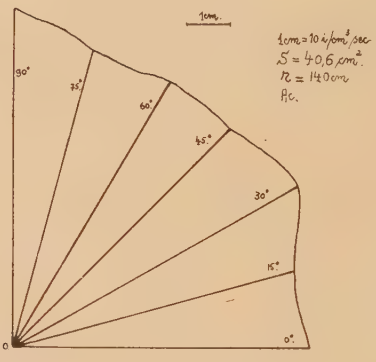

FIGURE 16.

A l'examen des courbes on constate que le maximum d'ionisation est réalisé pour les angles $\alpha = 90^{\circ}$ et 0°, le minimum étant atteint pour $\alpha = 45^{\circ}$, 60°, 75°. L'explication réside dans le fait que pour ces dernières valeurs de α, les rayons incidents doivent traverser une plus grande épaisseur de paroi, tandis que pour $\alpha = 90^{\circ}$ ou 0° l'épaisseur de la paroi est la plus petite.

La surface S étant mesurée à l'aide d'un planimètre, on peut écrire l'égalité :

$$\pi \, I_m{}^2 = 4 \, S,$$

d'où :

$$I_m = \sqrt{\frac{4S}{\pi}}.$$

en ions par cm^3 et seconde.

Pour le calcul du nombre d'EVE on applique la formule :

$$K = \frac{I'_m \, r^2}{m \, e^{-\mu r}}.$$

dans laquelle :

I m est l'ionisation moyenne en ions par cm^3 et seconde donnée par la formule ci-dessus multipliée par le facteur de correction 0,971 ;

r, la distance entre la source et le centre géométrique de l'appareil exprimée en cm. ;

m, la masse radioactive constituant la source, exprimée en gr. ;

μ, le coefficient d'absorption totale exprimé en C.G.S.

En ce qui concerne les coefficients d'absorption on tiendra compte des remarques suivantes :

L'ionisation produite dans le dispositif expérimental est due uniquement aux radiations ayant la plus courte longueur d'onde. Toutes les autres radiations sont en effet absorbées. Ainsi l'ionisation est due uniquement :

Pour la préparation de Ra, aux rayons RaC de longueur d'onde environ, 5,63 U.X. ;

Pour la préparation de MeTh, au ThC″ de longueur d'onde environ 4,71 U.X. ;

Pour la préparation d'hydrate de lanthane actinifère, à l'AcC″ de longueur d'onde environ 14,9 U.X.

Les coefficients d'absorption totale et partielle dans l'air μ, et σ, τ seront, d'après les courbes des figures 8 et 9 :

Pour le RaC : $\frac{\tau}{\rho} = 0$; $\frac{\sigma}{\rho} = 3{,}5.10^{-2}$; $\frac{\mu}{\rho} = 3{,}5.10^{-2}$; $\mu = 4{,}55.10^{-5}$

Pour le ThC″ : $\frac{\tau}{\rho} = 0$; $\frac{\sigma}{\rho} = 3{,}2.10^{-2}$; $\frac{\mu}{\rho} = 3{,}2.10^{-2}$; $\mu = 4{,}16.10^{-5}$.

Pour l'AcC″ : $\frac{\tau}{\rho} = 1.10^{-5}$; $\frac{\sigma}{\rho} = 7{,}4.10^{-2}$; $\frac{\mu}{\rho} = 7{,}4.10^{-2}$; $\mu = 9{,}62.10^{-5}$.

La densité de l'air atmosphérique prise par rapport à l'eau à 4° C étant 0,001293187 [1]. Ces coefficients d'absorption totale sont absolument égaux à ceux donnés expérimentalement par W. Kolhörster [2] et V.F. Hess [3], ce qui justifie notre hypothèse.

Voici le tableau résumant les calculs relatifs à la détermination des nombre d'Eve pour le Ra, le MeTh et pour l'hydrate et lanthane actinifère :

---

[1] Hütte, vol. I, p. 796, Paris 1926.
[2] W. Kolhörster, *Phys. Ztschr.*, Band 14, p. 1153, 1913.
[3] V. F. Hess, *Phys. Ztschr.*, Band 14, p. 610, 1913.

Tableau V.

Préparation radioactive	Masse radioactive m gr	Carré de la distance r^2 cm²	Surface S cm²	Effet d'ionisation $Im = \sqrt{\frac{4S}{\pi}}$ i/cm³ sec	Effet d'ionisation corrigé I'm=Im × 0,971 i/cm³ sec	Coefficient d'absorption totale μ C.G.S.	Fonction $\frac{-\mu r}{e}$	Nombre d'Eve $K = \frac{I'm\, r^2}{m\, e^{-\mu r}}$
Ra.....	$0{,}34.10^{-3}$	8100	127,1	254	241	$4{,}55.10^{-5}$	0,99100	$5{,}8.\ 10^{9}$
	»	19600	100	112,9	109,5	- »	0,98900	$6{,}36.10^{9}$
MeTh.....	1.10^{-4}	8100	69,5	94,1	91,5	$4{,}16.10^{-5}$	0,99200	$7{,}48.10^{9}$
	»	19600	53,5	41,3	40,0	»	0,98900	$7{,}93.10^{9}$
Hydrate de lanthane actinifère	5	8100	92,7	108,6	105,2	$9{,}62.10^{-5}$	0,98500	$1{,}73.10^{5}$ [1]
	»	19600	40,6	71,8	70,0	»	0,38000	$2{,}8.\ 10^{5}$ [1]

[1] Les valeurs de K trouvées pour l'hydrate de lanthane actinifère présentent entre elles une différence importante : cela tient à ce que l'ampoule contenait une grande quantité des produits dans lesquels se trouve disséminé le lanthane. Ainsi pouvait-il y avoir une grande différence causée par l'absorption dans la préparation même, suivant que la couche agissante avait une surface plus ou moins grande.

Les valeurs moyennes de la constante K pour les trois corps radioactifs considérés sont :

$$K_{Ra} = 6{,}08.10^9$$
$$K_{MeTh} = 7{,}70.10^9$$
$$K_{Lth.Ac} = 2{,}26.10^5$$

W. Kolhörster [1] donne pour un même type d'appareil les valeurs de K pour le radium et le potassium :

$$K_{Ra} = 6.10^9$$
$$K_K = 0{,}3 \text{ (voir plus loin).}$$

II. Pour la détermination de K dans le cas d'un absorbant constitué par une roche naturelle j'ai utilisé la disposition expérimentale suivante :

J'ai profité de l'existence de deux galeries creusées dans un massif de basalte et superposées [2]. Elles étaient séparées par une épaisseur de 85 cm. de basalte : j'ai pu ainsi placer les substances radioactives contre le plafond de la galerie inférieure, tandis que l'appareil était placé sur le plancher de la galerie supérieure, exactement sur la verticale passant par la substance radioactive. L'épaisseur de l'écran, constitué par du basalte, était de 85 cm.

L'influence du rayonnement secondaire provenant de la diffusion des rayons primaires était complètement éliminée. La seule correction qu'il ait fallu apporter était due uniquement à l'absorption des rayons γ dans la paroi de verre du tube qui renfermait la préparation radioactive. Il convenait de multiplier le nombre d'ions brut par 1,01.

Les valeurs trouvées lors de cette expérience figurent dans le tableau ci-dessous :

Tableau VI.

Préparation radioactive	Effet local i/cm³sec	Moyenne de l'effet local i/cm³sec	Effet total i/cm³sec	Différence entre l'effet total et l'effet local i/cm³sec	Pression mm Hg	Température degrés C	Observations.
—	10,2			-	690	11°	
Ra	—		10,91	0,63	690	11°	
—	10,6	10,40	—	—	690	11°	
Ra + MeTh	—		11,19	0,79	680	9°	Expérience de contrôle
—	10,28		—	—	686	9°,5	
MeTh	—		10,82	0,42	686	9°,5	
—	10,54		—	—	686	9°,5	

[1] W. Kolhörster, *Zischr. f. Geoph.*, Band 6, p. 341, 1930.

[2] Ces galeries se trouvent dans une ancienne cave de vignerons (propriété de M. Jouannet) à Aubière, près de Clermont-Ferrand.

En ce qui concerne la valeur du coefficient d'absorption, je fais la même hypothèse que ci-dessus, c'est-à-dire que je suppose l'ionisation due uniquement aux radiations ayant la plus courte longueur d'onde, et toutes les autres radiations absorbées. Ainsi on aura :

Pour les préparations de R*a* et de MeT*h* les longueurs d'onde 5,63 U.X. et 4,71 U.X. Les coefficients d'absorption partielle et totale σ, τ et μ, dans une roche naturelle, d'après les courbes des figures 5 et 6, seront :

Pour le R*a*C : $\frac{\tau}{\rho}=0\,;\frac{\sigma}{\rho}=35.10^{-3}\,;\frac{\mu}{\rho}=35.10^{-3}\,;\ \mu=98.10^{-3}.$

Pour le T*h* C″ : $\frac{\tau}{\rho}=0\,;\frac{\sigma}{\rho}=30.10^{-3}\,;\frac{\mu}{\rho}=30.10^{-3}\,;\ \mu=84.10^{-3}.$

La densité de la lave basaltique prise par rapport à l'eau à 4° C étant 2,8 [1]. Ces coefficients d'absorption totale sont rigoureusement égaux à ceux trouvés expérimentalement par Soddy et Russell [2], V.F. Hess [3] et J. Chadewick [4] ; ce qui confirme notre confiance dans l'hypothèse sur laquelle reposent les calculs.

Le tableau suivant contient les calculs concernant la détermination de la sensibilité de l'appareil (nombre K) vis à vis des rayons γ du R*a* et du T*h* quand ceux-ci traversent une couche de roche naturelle.

Tableau VII.

Préparation radioactive	Masse radioactive m gr	Carré de la distance r^2 cm²	Effet ionisant Im i/cm³sec	Effet ionisant corrigé $I'm = Im \times 1.01$ i/cm³sec	Coefficient d'absorption totale μ C.G.S.	Fonction $\frac{-}{e}\mu r$	Nombre K $K=\frac{I'm\,r^2}{m.e-\mu r}$
R*a*	$0,34.10^{-3}$	7225	0,63	0,64	98.10^{-3}	$2,71.10^{-4}$	$5,04.10^{10}$
MeT*h*	1.10^{-4}	7225	0,42	0,424	84.10^{-3}	$8,312.10^{-4}$	$3,68.10^{10}$

Parce que les différences entre l'effet total et l'effet local obtenues dans l'expérience précédente étaient trop faibles, j'ai fait une deuxième expérience. Dans celle-ci, l'absorbant était un écran de 64 cm. d'épaisseur, constitué par de la lave basaltique mélangée à du mortier (de

[1] Hütte, vol. I, p. 792, Paris 1926.

[2] F. Soddy and A. S. Russell, *Phil. Mag.*, vol. 18, p. 620, 1909 ; — *Phys. Ztschr.*, Band 10, p. 249, 1909.

[3] V. F. Hess, *Phys. Ztschr.*, Band 14, p. 610, 1913.

[4] J. Chadewick, *Le Radium*, vol. 9, p. 200, 1912 ; *Proc. Phys. Soc. London*, vol. 24, p. 152, 1912.

densité 2,8) [1]. Les substances radioactives étaient placées d'un côté d'un mur, l'appareil de l'autre côté. De même que dans l'expérience antérieure l'effet du rayonnement secondaire a été éliminé, la seule correction apportée était l'absorption dans la paroi de verre de l'ampoule contenant la substance radioactive. Les valeurs trouvées lors de cette expérience sont contenues dans le tableau ci-dessous :

TABLEAU VIII.

Préparation radioactive	Effet local i/cm³sec	Moyenne de l'effet local i/cm³sec	Effet total i/cm³sec	Différence entre l'effet total et l'effet local i/cm³sec	Pression mm Hg	Température degrés C
—	10,2		—	—	709	20°
Ra	—		19,6	9,27	709	20°
—	10,5		—	—	702	16°,5
MeTh	—	10,33	13,8	3,47	703	17°
—	10,3		—	—	704	17°,2
Hydrate de Lth Ac	—		11,2	1,13	703	17°

Voici le tableau qui contient les calculs concernant la détermination de la sensibilité de l'appareil (nombre K) vis à vis des rayons γ du Ra, du MeTh et de l'hydrate de lanthane actinifère quand ceux-ci traversent une couche de roche naturelle.

TABLEAU IX.

Préparation radioactive	Masse radioactive m. gr.	Carré de la distance r^2 cm²	Effet ionisant Im i/cm³sec	Effet ionisant corrigé : $I'm = Im \times 1{,}01$ i/cm³sec	Coefficient d'absorption totale μ C.G.S.	Fonction $\frac{-}{e}\mu r$	Nombre K $K = \frac{I'm.r^2}{me^{-\mu r}}$
Ra	$0{,}34.10^{-3}$	4096	9,27	9,35	98.10^{-3}	$2{,}008.10^{-3}$	$5{,}62.10^{10}$
MeTh	1.10^{-4}	4096	3,47	3,50	84.10^{-3}	$5{,}162.10^{-3}$	$2{,}80.10^{10}$
Hydrate de lanthane actinifère	5	4096	1,13	1,14	196.10^{-3}	$3{,}41.10^{-5}$	$2{,}71.10^{7}$

Les moyennes des nombres K trouvées lors des deux expériences sont :

$$K_{Ra} = 5{,}34.10^{10} \text{ C.G.S.}$$
$$K_{MeTh} = 3{,}24.10^{10} \text{ C. G. S.}$$
$$K_{Lth.\,Ac} = 2{,}71.10^{7} \text{ C. G. S.}$$

[1] HÜTTE, vol. I, p. 792, Paris 1926.

Une vérification de ces valeurs peut être faite de la façon suivante :

D'un côté d'un écran constitué par de la lave basaltique on place ensemble les deux préparations rayonnantes, celle de *Ra* et celle de *MeTh*. L'effet d'ionisation totale obtenu doit être égal à la somme des deux effets partiels. En écrivant la formule :

$$J_{tot} = \frac{1}{r^2}\left[K_{Ra}\, e^{-\mu_{Ra} r}\, m_{Ra} + K_{Me\,Th}\, e^{-\mu_{Me\,Th} r}\, m_{Me\,Th.}\right].$$

et en remplaçant par les valeurs respectives on trouve :

$$J_{tot} = 1{,}03 \text{ i/cm}^3\text{sec},$$

l'écran étant d'une épaisseur de 85 cm. et constitué par du basalte.

Le nombre d'ions/cm³ sec trouvé lors de cette expérience était :

$$0{,}79 \times 1{,}01 = 0{,}80 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Étant donné que l'erreur qu'on peut commettre dans une mesure est d'environ 0,25 i/cm³ sec (voir plus loin), cette valeur correspond bien à celle calculée avec les nombres de K ci-dessus.

Les nombres K qu'on vient de trouver sont souvent employés dans la pratique. Mais — et c'est là un fait très important — les nombres K relatifs à l'air seront employés pour l'interprétation des mesures faites quand la substance rayonnante est disséminée dans l'air, tandis que les nombres K relatifs à une roche naturelle quelconque (de densité environ 2,8 C.G.S.) seront utilisés pour l'interprétation des mesures faites quand la substance rayonnante est disséminée dans la terre.

J'ai admis dans les expériences antérieures que les effets d'ionisation sont dus aux rayonnements les plus durs de la famille du *Ra* et du *MeTh*, à savoir le *RaC* de longueur d'onde 5,63 U.X et le *ThC''* de longueur d'onde 4,71 U.X. Conformément à cette hypothèse, j'ai calculé d'après les courbes des figures 5 et 6 les coefficients d'absorption pour une roche naturelle. Les valeurs trouvées étaient :

Pour le *RaC* :

$$\mu \text{ roche naturelle} = 98.10^{-3}.$$

Pour le *ThC''* :

$$\mu \text{ roche naturelle} = 84.10^{-3}.$$

La vérification expérimentale de ces valeurs peut être faite de la façon suivante :

En remplaçant dans la formule

$$I_m = K \frac{m}{r^2} e^{-\mu r}.$$

les valeurs de Im et de r pour différentes épaisseurs d'écran absorbant — deux épaisseurs différentes pour les expériences faites dans le présent travail — j'obtiens 2 équations renfermant 2 inconnues, μ et K. Si on fait le rapport entre elles, K sera réduit et j'obtiens une seule équation avec une seule inconnue, μ. En effet :

$$I_m/I'_m = \frac{K m}{r^2} e^{-\mu r} \Big/ \frac{K m}{r'^2} e^{-\mu r'} .$$

d'où :

$$\frac{I_m r^2}{I'_m r'^2} = e^{-\mu(r'-r)} .$$

$$\mu = \frac{1}{r'-r} \log \text{nep} \frac{I_m r^2}{I'_m r'^2} .$$

Voici les résultats pour le Ra :

TABLEAU X.

Im	$I'm$	r	r'	$r'-r$	log nep $\frac{Im\ r^2}{I'm\ r'^2}$	μ Roche		Observations
						expérience	admis	
9,35	0,64	64	85	21	2,11625	100.10^{-3}	98.10^{-3}	L'expérience a été faite pour deux écrans de 85 et 64 cm. constitués par de la lave basaltique, la substance radioactive étant $m = 0,34.10^{-4}$ gr Ra.

Pour le $MeTh$, les résultats sont les suivants :

TABLEAU XI.

Im	$I'm$	r	r'	$r'-r$	log nep $\frac{Im\ r^2}{I'm\ r'^2}$	μ Roche		Observations
						expérience	admis	
3,50	0,424	64	85	21	1,52605	72.10^{-3}	84.10^{-3}	Mêmes écrans, la substance radioactive étant $m = 0,1$ mgr $MeTh$.

Les coefficients d'absorption trouvés par le calcul et par l'expérience sont identiques.

20. Considérations géométriques.

A la base de ce paragraphe sont les remarquables mémoires de H.W. Schmidt [1], F. Soddy [2], H. Thirring [3], E. von Schweidler [4] et L.V. King [5].

a) Considérons un espace indéfini I, caractérisé par un coefficient d'absorption totale μ_1 et dans lequel on prend un point P. A l'intérieur de ce milieu considérons un milieu II, de volume V et caractérisé par un coefficient d'absorption totale μ_2. Un élément de volume se trouvant à l'intérieur du milieu II sera à la distance r du point P. $r_1 + r_2 = r$, où r_1 est la distance dans le milieu I et r_2 la distance dans le milieu II (voir fig. 17).

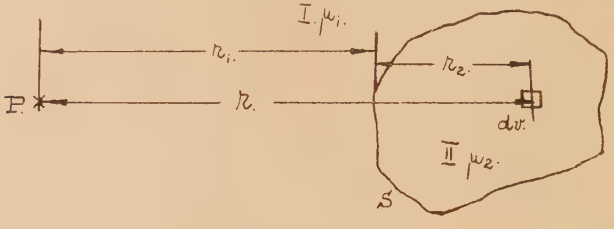

Figure 17.

Si dans le point P se trouve une source rayonnante, de masse radioactive m, la radiation absorbée, c'est-à-dire l'ionisation produite dans le milieu, II est :

$$Q_s = \iiint_s q \, dv$$

où q est l'ionisation produite par la source radioactive placée en P sur l'élément de volume dv. La valeur de q est donnée en fonction du nombre d'Eve K_2 :

$$Q_s = K_2 \iiint_s \frac{m}{r^2} e^{-(\mu_1 r_1 + \mu_2 r_2)} dv.$$

Supposons maintenant que la substance rayonnante est disséminée d'une façon homogène dans le volume II. Soit ρ la quantité de substance

---

[1] H. W. Schmidt, *Ann. d. Phys.*, Band 23, p. 671, 1907.
[2] F. Soddy, *Phil. Mag.*, vol. 19, p. 725, 1910.
[3] H. Thirring, *Phys. Ztschr.*, Band 13, p. 266, 1912.
[4] E. von Schweidler, *Phys. Ztschr.*, Band 13, p. 453, 192 ; — *Radioaktivität*, p. 82, Leipzig, 1927.
[5] L. V. King, *Phil. Mag.*, vol. 23, p. 242, 1912.

radioactive contenue dans 1 cm³ de matière constituant le milieu II. La masse radioactive agissante M est : $///_s \rho\, dv$. L'intensité, c'est-à-dire l'ionisation produite au point P, sera :

$$q_P = K_1 \iiint_S \frac{\rho\, dv}{r^2} e^{-(\mu_1 r_1 + \mu_2 r_2)}$$

Les deux intégrales ci-dessus s'étendent à tout le volume S.
En faisant le rapport entre Qs et q_P on trouve :

$$\frac{Q_s}{q_P} = \frac{K_2 m}{K_1 \rho}$$

C'est le principe connu de réciprocité entre le rayonnement d'un volume et celui d'un point, énoncé par L.V. King [1].

Souvent, dans la pratique, le calcul Qs est facile tandis que celui de q_P est inextricable ; alors, en appliquant le principe de réciprocité, on peut cependant avoir la valeur de q_P. Par exemple le rayonnement d'une couche géologique sur un point, où nous supposons que notre dispositif expérimental est placé, peut être étudié en considérant l'action du point sur la couche Qs. Ensuite, en appliquant le principe de réciprocité, on peut trouver l'action de la couche sur le même point, q_P.

b) Rayonnement d'un point à travers une couche.

Q_0 est le rayonnement total à la source radioactive concentré dans le point P ; S, le volume de la couche absorbante caractérisée par un coefficient d'absorption μ. L'angle solide correspondant au cône dont θ est l'angle entre la hauteur et une génératrice, est :

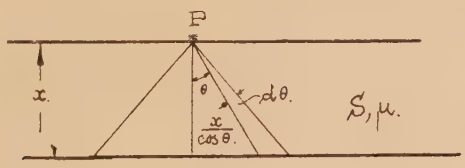

Figure 18.

$$\Omega = 2\pi (1 - \cos \theta).$$

L'angle élémentaire correspondant est :

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\, \theta.$$

[1] L. V. King, *Phil. Mag.*, vol. 23, p. 242, 1912.

Le rayonnement de la source P dans l'unité d'angle est

$$\frac{Q_o}{4\pi}.$$

pour l'angle élémentaire $d\Omega$:

$$\frac{Q_o}{4\pi}\, 2\pi \,.\, \sin\theta \,.\, d\theta \,.$$

Cette radiation sera absorbée dans la couche, suivant la loi d'absorption exponentielle :

$$d\,Q_s = \frac{Q_o}{2} \sin\theta \,.\, d\theta \,.\, e^{-\mu \frac{x}{\cos\theta}}.$$

Pour une lame indéfinie, d'épaisseur constante x, on aura :

$$Q_s = \frac{Q_o}{2} \int_o^{\pi/2} \sin\theta \,.\, e^{-\mu \frac{x}{\cos\theta}} \,.\, d\theta \,.$$

Par la substitution :

$$\omega = \frac{\mu x}{\cos\theta}$$

On obtient :

$$Q_s = -\frac{1}{2}\, Q_o \mu x \int_{\mu x}^{\infty} e^{-\omega} d\left(\frac{1}{\omega}\right) = \frac{Q_o}{2}\left[e^{-\mu x} - \mu x \int_{\mu x}^{\infty} e^{-\omega} \frac{d\omega}{\omega}\right].$$

L'intégrale :

$$-\int_x^{\infty} e^{-\omega} \frac{d\omega}{\omega}$$

est nommée « intégrale exponentielle » et est désignée par le symbole $Ei\,(-\mu x)$. L'expression :

$$\left[e^{-\mu x} - \mu x \int_{\mu x}^{\infty} e^{-\omega} \frac{d\omega}{\omega}\right]$$

a été désignée par le symbole : $\Phi\,(\mu x)$.

La valeur de la fonction $Ei\,(-\mu x)$ a été calculée à l'aide du développement en série suivant :

$$Ei\,(-\mu x) = C + \text{log. nep. } \mu x - \mu x + \frac{\mu^2 x^2}{2.2!} - \frac{\mu^3 x^3}{3.3!} + \frac{\mu^4 x^4}{4.4!} - \ldots\ldots\ldots$$

où C, la constante d'Euler, a la valeur 0,5772156649015... $\Phi\,(\mu x)$ est une fonction de Rolle.

Les valeurs numériques de : $-Ei(-\mu x)$ et $\Phi(\mu x)$ ont été calculées pour différents μx, c'est-à-dire différents coefficients d'absorption et épaisseurs, par L.V. King [1], J.W.L. Glaisher [2], W.L. Miller et T.R. Rosebruch [3].

Voici les valeurs tabulées des deux fonctions, pour des valeurs comprises entre 0 et $+\infty$:

Tableau XII.

x	e^{-x}	$-Ei(-x)$	$\Phi(x)$	x	e^{-x}	$-Ei(-x)$	$\Phi(x)$
0	1.0000	∞	1,0000	1,0	0,3679	0,2194	0,1485
10^{-5}	0,99999	10,9354	0,99988	1,1	0,3329	0,1860	0,1283
10^{-4}	0,99990	8,6332	0,99904	1,2	0,3012	0,1584	0,1111
5.10^{-4}	0,9995	7,0242	0,9960	1,3	0,2725	0,1355	$9,64.10^{-2}$
0,001	0,9990	6,3315	0,9927	1,4	0,2466	0,1162	$8,39.10^{-2}$
0,005	0,9950	4,7251	0,9714	1,5	0,2231	0,1000	$7,31.10^{-2}$
0,01	0,9900	4,0379	0,9497	1,6	0,2019	$8.631.10^{-2}$	$6,38.10^{-2}$
0,02	0,9802	3,3547	0,9131	1,7	0,1827	$7,465.10^{-2}$	$5,58.10^{-2}$
0,03	0,9704	2,9591	0,8817	1,8	0,1653	$6,471.10^{-2}$	$4,88.10^{-2}$
0,04	0,9608	2,6813	0,8535	1,9	0,1496	$5,620.10^{-2}$	$4,28.10^{-2}$
0,05	0,9512	2,4679	0,8278	2,0	0,1353	$4,890.10^{-2}$	$3,75.10^{-2}$
0,06	0,9418	2,2953	0,8040	2,5	$8.208.10^{-2}$	$2,419.10^{-2}$	$1,98.10^{-2}$
0,07	0,9324	2,1508	0,7819	3,0	$4,979.10^{-2}$	$1,304.10^{-2}$	$1,07.10^{-2}$
0,08	0,9231	2,0269	0,7610	4,0	$1,832.10^{-2}$	$3,779.10^{-3}$	$3,20.10^{-3}$
0,09	0,9139	1,9187	0,7412	5,0	$6,738.10^{-3}$	$1,148.10^{-3}$	$9,98.10^{-4}$
0,10	0,9048	1,8229	0,7225	6,0	$2,479.10^{-3}$	$3,601.10^{-4}$	$3,18.10^{-4}$
0,15	0,8694	1,4645	0,6497	7,0	$9,119.10^{-4}$	$1,155.10^{-4}$	$1,031.10^{-4}$
0,20	0,8187	1,2227	0,5742	8,0	$3,355.10^{-4}$	$3,767.10^{-5}$	$3,41.10^{-5}$
0,30	0,7408	0,9057	0,4691	9,0	$1,234.10^{-4}$	$1,245.10^{-5}$	$1,14.10^{-5}$
0,40	0,6703	0,7024	0,3894	10,0	$4,540.10^{-5}$	$4,157.10^{-6}$	$3,83.10^{-6}$
0,50	0,6065	0,5598	0,3266	20,0	$2,061.10^{-9}$	$9,835.10^{-11}$	$9,41.10^{-11}$
0,60	0,5488	0,4544	0,2762	30,0	$9,359.10^{-14}$	$3,022.10^{-15}$	$2,93.10^{-15}$
0,70	0,4966	0,3738	0,2349	50,0	$1,929.10^{-22}$	$3,784.10^{-24}$	$3,71.10^{-24}$
0,80	0,4493	0,3106	0,2009	100,0	$3,721.10^{-44}$	$3,685.10^{-46}$	$3,65.10^{-46}$
0,90	0,4066	0,2601	0,1724	∞	0	0	0

Si la couche absorbante est constituée par plusieurs couches parallèles d'épaisseurs x_1, x_2... x_n et de coefficients d'absorption μ_1, μ_2... μ_n, on remplacera dans la formule ci-dessus la valeur de μx par :

$$\sum_{i=1}^{i=n} \mu_i x_i$$

c) Rayonnement d'un volume indéfini sur un point.

Si l'espace indéfini est rempli par un milieu de coefficient d'absorption μ et de densité radioactive ρ gr. de substance radioactive par cm^3 de roche, et si on prend un élément de volume égal à la surface d'une

[1] L. V. King, *Phil. Mag.*, vol. 23, p. 242, 1912.
[2] J. W. L. Glaisher, *Phil. Trans.*, vol. 160, p. 367, 1870.
[3] W. L. Miller et T. R. Rosebruch, *Trans. Roy. Soc. Canada*, vol. 9, p. 73, 1903.

sphère de rayon r, multiplié par l'épaisseur dr, l'action d'ionisation en un point placé au centre de la sphère est :

$$q_P = K \int_0^{\infty} 4.\pi.\rho.e^{-\mu r}.dr.$$

En intégrant de 0 à ∞ on a :

$$q_P = \frac{4\pi.\rho.K}{\mu}.$$

On a ainsi la valeur de l'ionisation produite à l'intérieur d'une couche indéfinie, dans le cas où l'appareil est entouré de tous côtés par la substance radioactive (cas d'une mesure faite à l'intérieur d'une grotte).

d) Rayonnement d'une couche sur un point situé sur celle-ci.

On sait que l'ionisation produite par une masse radioactive m située à une distance r de l'emplacement du dispositif de mesure est donnée par la relation :

$$q_{P,x} = K \frac{m}{r^2} e^{-\mu r}.$$

Si dz est la largeur d'une couronne circulaire, la masse m est donnée par la relation :

$$m = dx \,.\, 2\pi z\, dz \,.\, \rho.$$

où ρ est la densité radioactive (en gr. de substance radioactive par cm^3 de roche), et dx l'épaisseur d'une lame située à la distance x du point P.

Donc :

$$q_{P,x} = 2.\pi.K.\rho.dx \int_0^{\infty} \frac{r\,dr}{r^2} e^{-\mu r}.$$

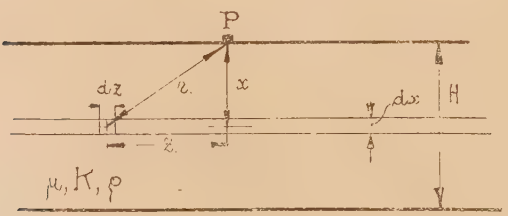

FIGURE 19 *a*.

ceci parce que $x^2 + z^2 = r^2$, d'où $zdz = rdr$. Les nouvelles limites sont x et ∞ parce que pour $z = 0$, r est égal à x.

En faisant le changement de variable $\mu r = \omega$, x deviendra μx et l'intégrale sera de la forme :

$$q_{P,x} = 2.\pi.K.\rho.\,dx \int_{\mu x}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} e^{-\omega} = -2.\pi\,K.\rho.\,dx\,Ei\left(-\mu x\right).$$

ou bien :

$$q_{P,x} = -2.\pi.K.\rho.\frac{d(\mu x)}{\mu} Ei\left(-\mu x\right).$$

mais :

$$Ei\,(-\mu x).\,d(\mu x) = d\Phi\,(\mu x).$$

Si le milieu agissant s'étend depuis une profondeur O jusque H, pour trouver l'effet dans le point P, on doit intégrer la valeur $q_{P,x}$ entre ces limites. Donc :

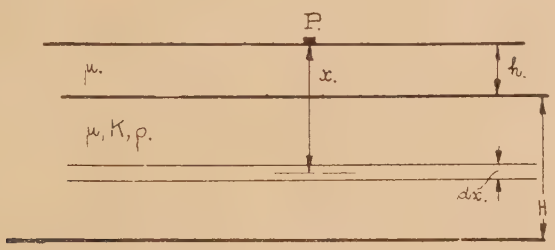

FIGURE 19 *b*.

$$q_{P,H} = -\frac{2\pi K\rho.}{\mu}\int_{o}^{H} d\Phi\,(\mu x) = -\frac{2\pi K\rho.}{\mu}\Big|\Phi\,(\mu x)\Big|_{o}^{H} = \frac{2\pi K\rho.}{\mu}\Big[1-\Phi\,(\mu H)\Big]$$

Si H = ∞ la fonction $\Phi(\mu H) = O$ et on trouve la formule pour un demi-espace :

$$q_{P,\,\infty} = \frac{2\pi K\rho.}{\mu}$$

Dans le cas où le milieu radioactif s'étend seulement depuis une profondeur h jusque H, le coefficient d'absorption étant le même pour les deux milieux (fig. 19 *b*), on doit intégrer la valeur de qP,x entre les limites h et H. Donc :

$$q_{P,h,\,H} = -\frac{2\pi K\rho.}{\mu}\int_{h}^{H} d\Phi\,(\mu x) = -\frac{2\pi K\rho.}{\mu}\Big|\Phi\,(\mu x)\Big|_{h}^{H}$$

$$= -\frac{2\pi K\rho.}{\mu}\Big[\Phi\,(\mu H) - \Phi\,(\mu h)\Big]$$

Si H est infini, $q_{P,h,\infty}$ devient :

$$q_{P,h,\infty} = \frac{2\pi K \rho.}{\mu} \Phi(\mu h).$$

C'est un cas souvent rencontré dans la pratique quand l'ionisation est produite par une couche radifère et que cette dernière est recouverte par une couche non radifère (mort-terrain).

e) Rayonnement d'une surface sphérique ou d'une sphère.

Soit une sphère de rayon R (fig. 20) recouverte à la surface par une substance radioactive. La densité de cette dernière est η, c'est-à-dire qu'il y a η gr. de substance radioactive par unité de surface. On néglige l'absorption dans la surface sphérique, de même que dans le milieu extérieur.

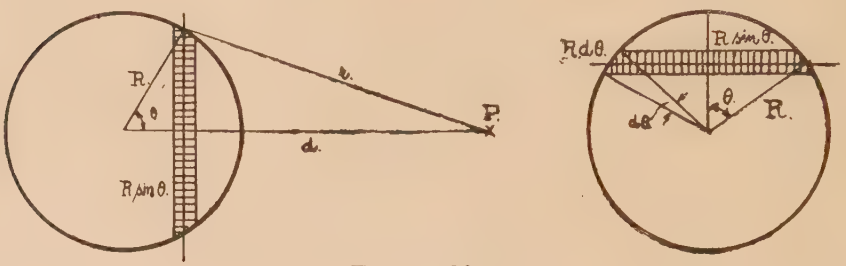

FIGURE 20.

On sait que l'ionisation produite par une masse radioactive, concentrée sur un point P situé à une distance r, est donnée par la formule :

$$q_P = K \frac{m}{r^2} e^{-\mu r}$$

Comme l'absorption est négligée :

$$\mu = o.$$

$$q_P = K \frac{m}{r^2}$$

La valeur de m est :

$$m = \eta \, . \, dS$$

d'où :

$$dq_P = K. \, \eta. \frac{dS}{r^2}$$

Conformément aux notations de la figure 20 la valeur de dS est :

$$dS = 2\pi \, . \, R^2 \, . \sin \theta \, . \, d\theta.$$

donc :

$$q_P = \int_0^{\pi} 2\pi\, R^2\, K\, \eta \frac{\sin\theta}{r^2}\, d\theta.$$

Pour sommer l'action de toute la surface on doit faire varier θ de 0 à π.

La valeur de r est aussi fonction de θ :

$$r^2 = R^2 + d^2 - 2R\,.\,d\,.\cos\theta$$

donc :

$$q_P = 2\pi\, R^2\, K\, \eta \int_0^{\pi} \frac{\sin\theta\; d\,\theta}{R^2 + d^2 - 2\,R\,d.\cos\theta}.$$

En remarquant que l'on a affaire à la dérivée d'un logarithme et en remplaçant $4\pi\, R^2\eta = m$, c'est-à-dire en mettant en évidence la totalité de la masse radioactive agissante, on trouve :

$$q_P = \frac{K\,m}{2\,d\,R}\, \text{Log nep}\, \frac{d + R}{d - R}$$

Dans l'hypothèse où la substance radioactive de l'écorce terrestre se trouve disséminée seulement dans une couche superficielle, conformément aux idées de Strutt, Joly et Holmes, et que cette couche émet un rayonnement ultra-pénétrant dont l'absorption dans l'air peut être négligée, on peut calculer l'ionisation produite sur un dispositif expérimental lors d'une ascension en haute altitude.

21. Effet topographique.

Comme dans toutes les méthodes de prospection géophysique, les irrégularités de la surface de la terre au voisinage de la station ou à une distance plus grande amènent des perturbations dans le résultat obtenu. Pour cette raison, à la valeur brute trouvée on applique une certaine correction qu'on évalue à l'aide de formules appropriées ; ces corrections s'appellent ou topographiques (pour les distances de moins de 100 mètres), ou cartographiques (pour les distances supérieures à 100 mètres).

L'effet topographique dans la prospection par rayons ultra-pénétrants a été mis en évidence pour la première fois par le Professeur E. Rothé [1], lors de ses mesures faites sur le terrain, par les considérations suivantes : On sait que l'ionisation produite dans un point par un milieu indéfini

[1] E. Rothé, *Annales de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg*, 3e partie, p. 20, 1936.

homogène de teneur radioactive ρ, de coefficient d'absorption μ et d'une valeur K pour le nombre d'Eve, est :

$$q_P = \frac{4\pi K \rho.}{\mu}.$$

Si l'espace est demi-indéfini, ce qui correspondrait à une mesure faite à la surface, l'effet doit être la moitié du précédent :

$$q_P = \frac{2\pi K \rho.}{\mu}.$$

Si on place le dispositif expérimental au fond d'un dièdre droit, ce qui correspondrait à une mesure faite dans une carrière devant le front de coupe, au fond du sol horizontal, l'effet doit être la somme de celui qui est dû à un espace demi-indéfini et de celui dû à un espace 1/4 indéfini, c'est-à-dire :

$$q_P = \frac{3\pi K \rho.}{\mu}.$$

Bien que, dans la réalité, les conditions géométriques ne soient pas rigoureusement remplies, le Professeur E. Rothé obtient des résultats assez satisfaisants. Ainsi, lors des mesures faites à la carrière de Saint-Michel (Vosges) il trouve :

Pour un espace demi-indéfini 10 i/cm³ sec, l'effet dû à un espace indéfini doit donc être 20 i/cm³ sec. Au sommet de la carrière, c'est-à-dire à un espace 1/4 indéfini, il trouve 5 i/cm³ sec ; le quart de 20 i/cm³ sec est 5 i/cm³ sec. Pour la mesure faite devant le front de coupe, c'est-à-dire à un espace 3/4 indéfini, il trouve 17 i/cm³ sec ; les 3/4 de 20 i/cm³ sec sont 15 i/cm³ sec.

Pour les mesures faites à Saint-Rémy (Vosges) :

Espace demi-indéfini 12 i/cm³ sec ; pour les 3/4 d'un espace indéfini il devrait trouver 18 i/cm³ sec ; la mesure donne 17 i/cm³ sec. Bien que ces mesures ne puissent être considérées par l'auteur de ces expériences que comme des essais, on peut en regarder les résultats encore imparfaits comme une première tentative d'étude des effets topographiques. Je me propose, dans ce qui suit, de traiter plus à fond, sous forme mathématique, l'influence de ces effets.

22. Calcul des effets topographiques.

La valeur de l'ionisation produite dans un point par un volume quelconque dans lequel la substance rayonnante est disséminée, a l'expression connue :

$$q_P = K\rho. \iiint_s \frac{dv}{r^2} e^{-\mu r}$$

où q_P est l'ionisation produite dans un point,

S, le volume agissant,

dv, le volume élémentaire,

$\iiint_s dv$, le volume agissant,

r, la distance entre le point de mesure et l'élément de volume dv,

K, le nombre d'Eve pour le milieu considéré,

ρ, la densité radioactive en gr. de substance rayonnante par cm³ de roche,

μ, le coefficient d'absorption totale dans le milieu en question.

Considérons maintenant un système de coordonnées cartésiennes P, x, y, z (fig. 21). Supposons une sphère dont le centre est P et le rayon r. Elle sera divisée par les plans de coordonnées en 4 angles dièdres : P, x, $-z$, y $-y$; P, x, z, y, $-y$, etc. ; ou bien en angles moitié de ces derniers : P, x, y, z, P, x, y $-z$, etc. La surface totale d'une sphère étant $4\pi r^2$, la valeur des portions de surface de la sphère, délimitées par l'intersection des angles définis plus haut avec la sphère seront : $\frac{4\pi r^2}{4}$ et $\frac{4\pi r^2}{8}$ respectivement.

Prenons maintenant les angles dièdres P, x, $-z$, y, $-y$; P, x, z, y $-y$, etc. Leur surface étant πr^2, l'élément de volume correspondant, dv, est : $\pi r^2 dr$. Dans la formule ci-dessus donnant la valeur de q_P remplaçons dv par cette valeur, et intégrant pour les valeurs de r depuis O jusqu'à ∞, on aura :

$$q_P = K\rho \int_0^\infty \pi dr e^{-\mu r} = \frac{\pi K \rho}{\mu}$$

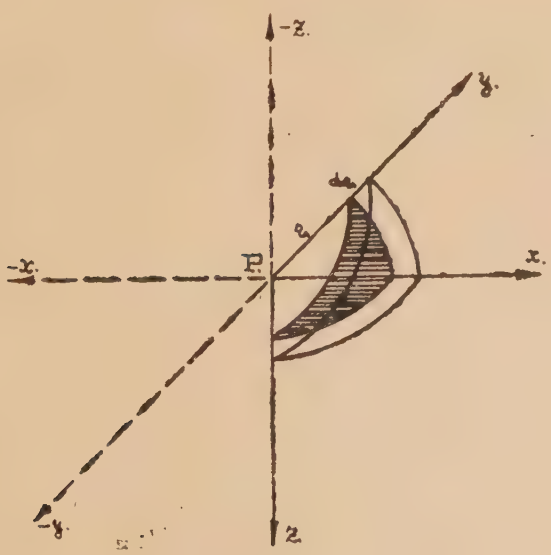

Figure 21.

C'est la valeur de q_P pour une station placée au sommet d'une carrière (fig. 22 *a*). Pour les angles P, x, y, z; P, x, y, $-z$, etc., la surface

FIGURE 22.

de la sphère correspondante est : $\frac{4\pi r^2}{8}$ et la valeur de q_P :

$$q_P = K\rho. \int_0^\infty \frac{\pi}{2} dr. e^{-\mu r} = \frac{\pi K \rho.}{2\mu}$$

C'est la valeur de q_P pour une station placée au sommet de l'intersection des deux plans perpendiculaires de travail d'une carrière (fig. 22 *b*).

Pour un angle 3 fois P, x, $-z$, y, $-y$, etc., c'est-à-dire P, x, $-y$, y, on a pour la surface $\frac{4\pi r^2}{4}$ 3 et la valeur de q_P :

$$q_P = K\rho. \int_0^\infty \pi. 3. dr. e^{-\mu r} = \frac{3\pi K \rho.}{\mu}.$$

C'est la valeur de q_P pour une station placée devant le front de travail au fond d'une carrière (fig. 22 *c*).

Pour un angle 3 fois P, x, y, z, etc., c'est-à-dire P, y, z, $-x$, on a pour la surface 3 $\frac{4\pi r^2}{8}$ et la valeur de q_P :

$$q_P = K\rho. \int_0^\infty \frac{3}{2}. \pi. dr. e^{-\mu r} = \frac{3\pi K\rho.}{2\mu}.$$

C'est une mesure suivant la disposition géométrique de la figure 22 *d*.

Pour un angle 7 fois P, x, y, z, c'est-à-dire P, $-x$, y, $-z$, on a pour la surface 7 $\frac{4\pi r^2}{8}$ et la valeur de q_P :

$$q_P = K\rho. \int_0^\infty \frac{7}{2}. \pi. dr. e^{-\mu r} = \frac{7\pi K\rho.}{2\mu}.$$

C'est une mesure suivant la disposition géométrique de la figure 22 *e*.

Considérons maintenant un cône dont le sommet est au point P (fig. 23).

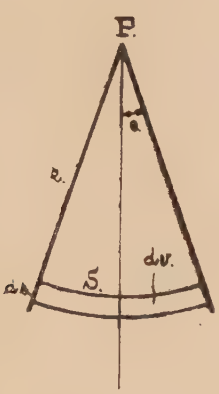

FIGURE 23.

Si θ est l'angle de l'axe et d'une génératrice, on peut définir la valeur de l'angle solide Ω comme étant égale au rapport entre S, l'aire de la portion de la surface de la sphère qui est comprise dans le cône, et r^2, le carré du rayon correspondant. Par conséquent :

$$\Omega = \frac{S}{r^2}$$

La valeur de l'angle solide Ω est donnée aussi par l'égalité :

$$\Omega = 2\pi\,(1 - \cos\theta),$$

d'où l'on peut obtenir la valeur de S, c'est-à-dire :

$$S = 2\pi\, r^2\,(1 - \cos\theta).$$

L'élément de volume correspondant est :

$$dv = 2\pi\, r^2\,(1 - \cos\theta).\, dr.$$

En remplaçant cette valeur de dv dans la relation qui nous donne q_P on a :

$$q_P = \rho.\, K \int_0^{\infty} 2.\ \pi.\,(1 - \cos\theta).\, e^{-\mu r}.\ dr.$$

En intégrant pour la variation de r depuis O jusqu'à ∞, l'intégrale effectuée, on trouve pour la valeur de q_P :

$$q_P = \frac{2\pi\, K\, \rho.}{\mu}\,(1 - \cos\theta).$$

Étudions quelques cas particuliers :

Pour $\theta = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire l'angle d'ouverture du cône 180°, on a pour q_P :

$$q_P = \frac{2\pi K \rho.}{\mu}$$

c'est-à-dire la formule pour un demi-espace indéfini.

Pour $\theta = \pi$, c'est-à-dire l'angle d'ouverture du cône 360°, on a pour q_P :

$$q_P = \frac{4\pi K \rho.}{\mu}$$

c'est-à-dire la formule pour un espace indéfini.

FIGURE 24.

En général, quand l'angle est $\theta < \frac{\pi}{2}$ l'emplacement de la station se trouve au sommet d'une montagne qui peut être assimilée à un cône (fig. 24 *a*). Quand l'angle est $\theta < \frac{\pi}{2}$ l'emplacement de la station se trouve au fond d'un entonnoir naturel qui peut être assimilé à un cône creux renversé (fig. 24 *b*).

Considérons maintenant qu'à une distance quelconque de la station de mesure se dresse un certain relief. On peut supposer que les radiations ultra-pénétrantes sont capables d'influencer le dispositif expérimental. Cet effet a été mis en évidence par les expériences antérieures de L.N. BOGOJAVLENSKY [1] lors de ses mesures sur l'absorption du rayonnement ultra-pénétrant d'origine terrestre. Cet expérimentateur entourait, en effet, l'électromètre d'enveloppes de plomb ; il trouva que pour une station en terrain plat il n'existait pas de rayonnement ultra-pénétrant venant des directions latérales, tandis que, pour une station placée au voisinage d'une montagne, une radiation ultra-pénétrante venant du côté de la montagne pouvait être mise en évidence.

[1] L. N. BOGOJAVLENSKY, *Bull. of Pract. Geophysics*, vol. 3, p. 87, 1927.

Dans ce qui suit je m'efforcerai d'employer la voie mathématique afin de pouvoir calculer l'effet dû à un relief quelconque et ainsi corriger les mesures exécutées au voisinage de montagnes

Je considérerai le corps représentant le relief topographique en question comme étant divisé par une série de plans parallèles équidistants. Je préfère cette division par plans parallèles employée par LANCASTER-JONES dans ses travaux sur les corrections topographiques en gravimétrie à celle en cylindres élémentaires verticaux employée par HUTTON, HAYFORD et EÖTVÖS dans leurs ouvrages sur l'étude des effets gravimétriques, parce qu'en général on trouve tracées sur des cartes les lignes de niveaux qui correspondraient aux plans parallèles et équidistants envisagés ici.

Je représenterai le relief topographique en perspective (fig. 25), en section verticale (fig. 26), et en section horizontale (fig. 27).

L'origine des axes de coordonnées P sera prise au point où est située la station de mesure. Supposons que nous nous trouvions sur une surface de niveau à une altitude de *nh* mètres par rapport au niveau de la station. La projection verticale de P sur ce plan sera P' : c'est le nouveau point de référence.

Si de P' comme origine on trace des rayons vecteurs séparant entre eux des angles constants $d\omega$, et des cercles de rayons variables différant entre eux de quantités constantes, le volume d'un élément se trouvant à l'intérieur de notre relief sera :

$$dv = r.d\omega.dr.h.$$

Si l'angle $d\omega$ est assez petit pour qu'on puisse confondre les portions de courbes d'intersection entre le relief et le plan de référence $z = nh$ avec deux cercles de rayons r_1 et r_2, le volume correspondant sera :

$$dV = h\,d\omega \int_{r_1}^{r_2} r\,dr$$

La formule classique donnant l'ionisation en un point, produite par un volume quelconque de densité radioactive ρ en gr. de substance radioactive par cm³ de roche, situé à une distance R, est :

$$q_P = K_{1,2} \iiint_V \frac{\rho.\,dv}{R^2}\, e^{-\mu_1 R_1 - \mu_2 R_2}$$

où :

$K_{1,2}$ est le coefficient d'EVE pour le milieu extérieur au volume considéré, ou pour le volume lui-même.

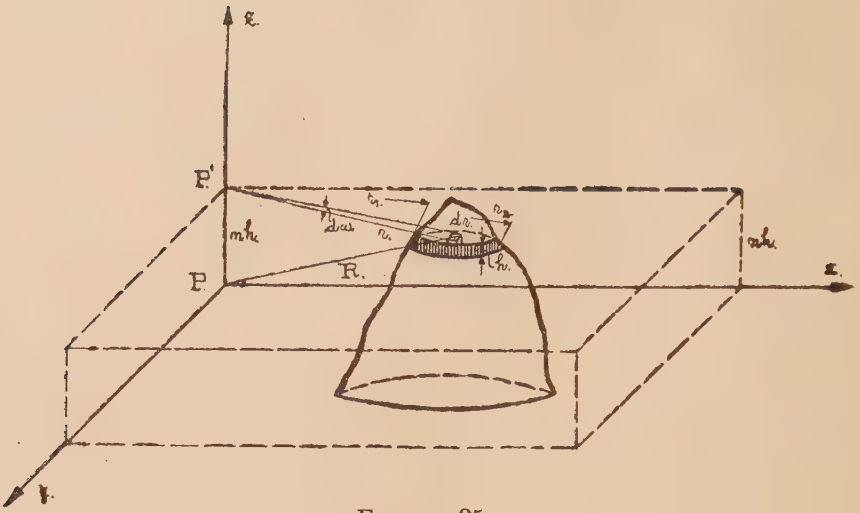

FIGURE 25.

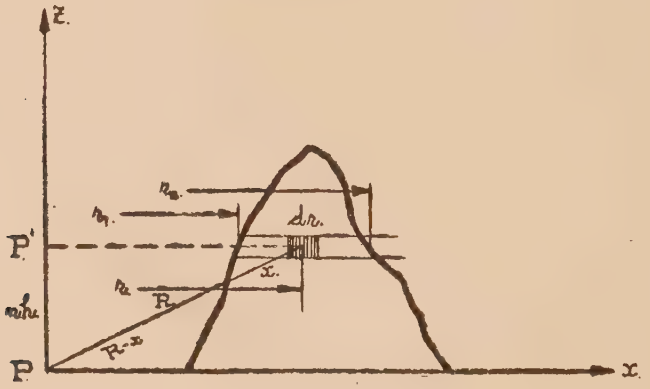

FIGURE 26.

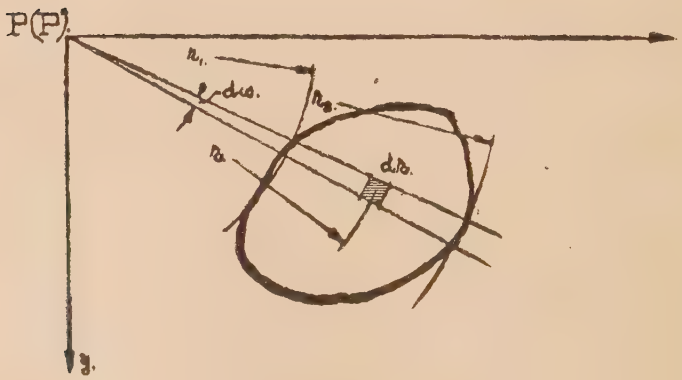

FIGURE 27.

ρ, la densité radioactive en gr. de substance radioactive par cm³ de roche ;

$\mu_{1,2}$, les coefficients d'absorption dans les deux milieux considérés ;

$R_{1,2}$, les parcours dans les deux milieux que doit traverser le rayon.

Dans le cas du volume dV la valeur de dq_P est :

$$dq_P = K.\rho.h.d\omega \int_{r_1}^{r_2} \frac{r\,dr}{r^2 + n^2h^2} e^{-[\mu_1 x + \mu_2 (R-x)]}$$

où :

μ_1 et μ_2 sont les coefficients d'absorption dans la roche même et dans l'air ;

x, la portion du parcours que le rayon doit traverser dans la roche ;

$R - x$, le parcours du même rayon dans l'air.

Si la station de mesure est très loin du relief en question, je considérerai que x est très petit vis-à-vis de R, et alors le rayon ne traversera que des couches d'air, de coefficient d'absorption μ_2 et de nombre d'Eve K_2. L'exponentielle est de la forme :

$$K_2 e^{-\mu_2 R}.$$

Si la station de mesure est très près du relief, je considérerai que x est très grand vis-à-vis de R, et alors le rayon ne traversera que des couches de roches naturelles, de coefficient d'absorption μ_1, et de nombre d'Eve K_1. L'exponentielle est de la forme :

$$K_1 e^{-\mu_1 R}$$

où R a pour les deux cas la valeur :

$$R = n^2h^2 + r^2.$$

Avec ces nouvelles conventions l'intégrale prend la forme :

$$dq_P = K.\rho.h.\,d\omega \int_{r_1}^{r_2} \frac{r\,dr}{r^2 + n^2h^2} e^{-\mu\sqrt{r^2 + n^2h^2}}.$$

En faisant le changement de variable $t = \sqrt{r^2 + n^2h^2}$, l'intégrale prend la forme :

$$\int \frac{dt}{t} e^{-\mu t}.$$

Cette intégrale, qui s'appelle logarithme intégral, n'est calculable que par développement en série [1]. La valeur de la série est :

$$\int \frac{dt}{t} e^{-\mu t} = \text{log. nep. } t + \frac{(-\mu t)}{1} + \frac{1}{2} \cdot \frac{(-\mu t)^2}{1.2} + \frac{1}{3} \cdot \frac{(-\mu t)^3}{1.2.3} +$$

En nous arrêtant au troisième terme et en remplaçant t par sa valeur, on a :

$$dq_P = K.\rho h.d\omega \left[\frac{1}{2} \log \text{nep} (r^2 + n^2 h^2) - \frac{\mu \sqrt{r^2 + n^2 h^2}}{1} + \frac{1}{2} \frac{\mu^2 (r^2 + n^2 h^2)}{1.2.} \right.$$
$$\left. - \frac{1}{3} \frac{\mu^3 (r^2 + n^2 h^2)^{3/2}}{1.2.3} + \dots \right]_{r_1}^{r_2}$$

$$dq_P = K.\rho.h.d\omega \left\{ \frac{1}{2} \log \text{nep} \frac{r_2^2 + n^2 h^2}{r_1^2 + n^2 h^2} - \mu \left(\sqrt{r_2^2 + n^2 h^2} - \sqrt{r_1^2 + n^2 h^2} \right) \right.$$
$$\left. + \frac{1}{4} \mu^2 \left[(r_2^2 + n^2 h^2) - (r_1^2 + n^2 h^2) \right] \right\}$$

Si maintenant on intègre pour tous les angles $d\omega$, on trouve l'effet au point P produit par tout le volume V compris entre les plans parallèles nh et $(n+1)h$. Il va sans dire que pour chaque angle $d\omega$ on aura des valeurs différentes de r_1 et r_2. La formule générale donnant q_P est donc :

$$q_P = K.\rho.h.d\omega \sum_{i=1}^{i=n} \left\{ \frac{1}{2} \log \text{nep} \frac{r_{i+1}^2 + n^2 h^2}{r_i^2 + n^2 h^2} \right.$$
$$\left. - \mu \left(\sqrt{r_{i+1}^2 + n^2 h^2} - \sqrt{r_i^2 + n^2 h^2} \right) + \frac{1}{4} \mu^2 \left[(r_{i+1}^2 + n^2 h^2) - (r_i^2 + n^2 h^2) \right] \right\}$$

Les couples de valeurs r_{i+1}, r_i correspondent aux valeurs que prennent r_{max} et r_{min} pour tous les angles constants $d\omega$.

Dans la pratique on procédera de la manière suivante :

La différence d'altitude entre deux lignes de niveau consécutives correspondra à h. La différence d'altitude entre le point où la station est placée et le plan inférieur qui limite le volume correspondra à nh.

On tracera un diagramme construit de la façon suivante :

D'un point P comme centre on trace des cercles de rayons de plus en plus grands en progression arithmétique. La raison de cette progression sera d'autant plus petite que l'on veut évaluer l'effet avec une plus grande exactitude.

---

[1] Petit-Bois, *Tables d'intégrales définies*, p. 145, Paris, Gauthier-Villars, 1906.
E. Goursat, *Cours d'analyse mathematique*, t. I, p. 246, Paris, Gauthier-Villars, 1933.

Bien entendu, l'échelle du diagramme est la même que celle de la carte sur laquelle on travaille. Du même point P comme centre on trace des rayons vecteurs limitant des angles égaux et d'autant plus petits qu'on veut travailler avec une plus grande exactitude (fig. 28).

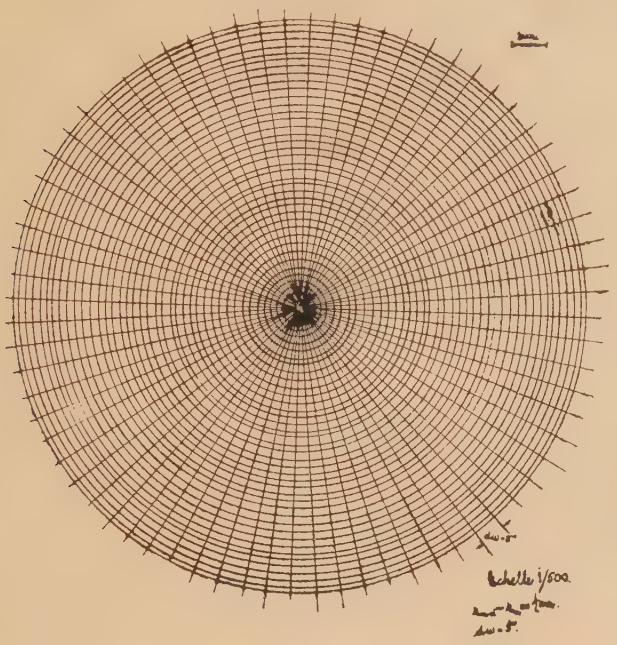

FIGURE 28.

On place le point P du diagramme sur le point P de la station. On prend successivement toutes les courbes de niveau, depuis celle qui correspond à la même altitude que la station $nh = 0$ jusqu'à la plus haute $nh = nh$. On mesure pour chaque angle élémentaire $d\omega$ quelles sont les valeurs min. et max. de r qui correspondent le mieux au tracé de la courbe de niveau. Chaque couple r_{i+1}, r_i est remplacé dans la formule ci-dessus, et on trouve l'effet q_P pour chaque volume compris entre deux courbes de niveau consécutives.

On répète l'opération pour toutes les courbes de niveau qui limitent le relief topographique dont l'effet doit être étudié.

La somme de ces effets partiels produit l'effet total.

Il est évident que si la station de mesure se trouve au sommet ou sur les flancs du relief, en plaçant le point P du diagramme sur cet endroit on peut calculer l'effet d'ionisation dû au relief. Le coefficient d'absorp-

tion ainsi que le nombre K seront dans ce cas ceux de la roche constituant le massif.

23. Loi de l'invariabilité de l'intensité du rayonnement d'origine terrestre.

L'invariabilité de l'intensité du rayonnement d'origine terrestre a été démontrée expérimentalement par L.N. Bogojavlensky [1]. E. Rothé [2], par de nouvelles expériences, confirme que le rayonnement terrestre est constant dans le temps.

En effet ces chercheurs, en faisant des expériences répétées en un lieu déterminé et par des températures de types différents, ont trouvé que l'intensité du courant d'ionisation est toujours la même ; il paraît douteux qu'il existe une dépendance entre cette intensité et les facteurs météorologiques.

Ces expériences se sont poursuivies pendant de longues périodes de temps ; par exemple pour un intervalle de trois ans les variations entre les chiffres constatés ne dépassent pas 3 %.

On explique les écarts par les changements de la pression barométrique qui influent sur l'intensité du rayonnement cosmique ainsi que sur le dégagement et le transport des émanations radioactives du sol. (Voir plus loin.)

J'ai utilisé au cours du présent travail la même méthode ; j'ai ainsi effectué des mesures en des endroits divers et pour un même endroit à des dates différentes, soit à l'intérieur du laboratoire à Clermont-Ferrand, soit sur le terrain, sur quelques couches géologiques d'Auvergne.

Voici les résultats obtenus dans le laboratoire.

Tableau XIII.

Lieu d'expérience	Date	Ionisation i/cm³sec	Pression mm Hg	Température degrés C
Mur W du laboratoire.	Pendant le mois d'avril 1940.	10,3 10,5 10,2	704 702 709	17°,2 16°,5 20°

[1] L. N. Bogojavlensky, *Bull, of pract. Geoph.*, vol. 3, p. 87, Lêningrad, 1927 ; — *Beitr. z. angexandten Geoph.*, vol. 4, p. 437, 1934.

[2] E. Rothé, dans son enseignement sur la prospection radioactive, Institut de Physique du Globe de Strasbourg. (Voir aussi les mémoires cités.)

TABLEAU XIII *(suite)*.

Lieu d'expérience	Date	Ionisation i.cm³sec	Pression mm Hg	Température degrés C
Milieu du laboratoire.	Entre le 15-1-1940 et le 1-3-1940.	9,84	706	18°
		9,62	702	16°
		9,95	700	17°
		9,85	695	15°
		9,85	710	19°,5
		9,74	703	16°,5
		9,62	672	12°,5
		9,85	698	15°
		9,84	715	23°
		10,08	718	24°
		9.84	707	18°,5
		9.75	708	19°
	9.1.1940	9,90	703	17°
	5 2 1940	9,95	710	20°
Cave de l'Institut de Clermont-Ferrand[1]	Entre le 19-1-1940 et le 20-1-1940.	9,30	684	9°
		9,05	685	9°,5
		9,50	683	9°
		9.94	684	9°
		9,73	684	9°
		9,61	684	9°
		9,61	684	9°
		9,73	684	9°
		9,72	684	9°
		9,41	684	9°

[1] Cette cave est creusée dans du basalte.

Étant donné que l'ordre de grandeur de l'erreur commise pour chaque mesure isolée est d'environ $\pm$ 0,25 i/cm³ sec. (voir plus loin), c'est là une preuve de plus de l'invariabilité du rayonnement d'origine terrestre.

Le maximum des écarts observés ne dépasse pas 2,4 % de la valeur moyenne.

24. Étude des erreurs.

Comme dans toute expérience le résultat est entaché d'erreurs dont les valeurs doivent être calculées si l'on veut apprécier l'exactitude de l'ensemble de plusieurs mesures. Pour ce faire, j'ai choisi deux genres d'expériences. Pour la première série les expériences sont exécutées : dans le laboratoire, comprenant des mesures au même point à des intervalles de temps espacés, et dans la cave du bâtiment, au même point et dans la même journée. Le second groupe d'expériences a été fait sur le terrain (voir plus loin).

Dans les mesures ci-dessous les symboles ont les significations suivantes :

$dV_{\text{min.}}^{10,\,20,\,30,\,40,\,\text{tot}}$, pertes de voltage en volts/min pour chaque expérience entre les intervalles 0 à 10 min, 10 à 20 min, etc., et 0 à 40 min ;

$\pm \Delta_{\text{min}}^{10,\,20,\,30,\,40,\,\text{tot}}$, différences entre $dV_{\text{min}}^{10,\,20,\,30,\,40,\,\text{tot}}$ et les

Tableau XIV.

Date	Température C°	Pression mm. Hg.	Voltage de l'électromètre à 0 min.	Voltage de l'électromètre à 10 min.	$dV^{10}_{min.}$ volts/min.	Voltage de l'électromètre à 20 min.	$dV^{20}_{min.}$ volts/min.	Voltage de l'électromètre à 30 min.	$dV^{30}_{min.}$ volts/min.	Voltage de l'électromètre à 40 min.	$dV^{40}_{min.}$ volts/min.	$dV^{tot}_{min.}$ volts/min.
8 janv. 1940.	17°	703	195	184	1.10	174,5	0,95	164	1,05	150	1,4	1,125
15 janv. 1940	18°,5	707	166	154,5	1,15	143	1,15	131,5	1,15	121	1.05	1.125
5 févr. 940.	20°	710	171	159,5	1,15	146,5	1,30	135	1,15	125,5	0,95	1,1375
14 févr. 1940.	16°	702	190	179,5	1,05	168	1,15	157	1,1	146	1.1	1.1000
1er mars 1940.	18°,5	706	189,5	178	1.15	168	1,00	156,5	1,15	144,5	1,2	1,125

moyennes des pertes de voltage en volts/min pour les séries d'observations entre 0 — 10 min, 10 — 20 min. etc., et 0 — 40 min.

S est le nombre des observations dans chaque groupe.

On sait que les valeurs des erreurs en i/cm³sec. s'obtiendront ensuite en multipliant la valeur de l'erreur exprimée en volts/min par 8,75, constante de l'appareil.

Voir page 94 le résultat des premières expériences exécutées dans le laboratoire de Clermont-Ferrand.

Désignons par $\overset{+}{\Sigma}\Delta$ la somme des erreurs positives (nombre observé-moyenne), et par $\overline{\Sigma\Delta}$ la somme des erreurs négatives, sommes égales en valeur absolue.

L'erreur moyenne est donnée par l'expression :

$$\text{E. M.} = \frac{\overset{+}{\Sigma}\Delta}{\overline{S/2}}$$

Tableau XV.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EM volts/min.	0,036	0,108	0,036	0,128	0,009
EM i/cm³sec.	0,315	0,945	0,315	1,12	0,07875

L'erreur du moyen carré ou erreur d'une mesure isolée est donnée par l'expression :

$$\text{E.M.C.} = \sqrt{\frac{\Sigma\,\Delta^2}{S-1}}.$$

Tableau XVI.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EMC volts/min.	0,0447	0,1387	0,0447	0,1710	0,01369
EMC i/cm³sec.	0,39375	1,2075	0,3937	1,4962	0,11978

L'erreur du moyen carré de la moyenne est donnée par l'expression :

$$\text{E.M.C.M.} = \sqrt{\frac{\Sigma\,\Delta^2}{S\,(S-1)}}.$$

Tableau XX.

Date	Température C°	Pression mm. Hg.	Voltage de l'électromètre à 0 min.	Voltage de l'électromètre à 10 min.	$dV_{min.}^{1°}$ volts/min.	Voltage de l'électromètre à 20 min.	$dV_{min.}^{2°}$ volts/min.	Voltage de l'électromètre à 30 min.	$dV_{min.}^{3°}$ volts/min.	Voltage de l'électromètre à 40 min.	$dV_{min.}^{4°}$ volts/min.	$dV_{min.}^{tot}$ volts/min.
19 janv. 1941.	9°	684	223,5	212,0	1,15	200,5	1,15	190,5	1,00	181	0,95	1,0625
—	9°,5	685	220,5	209,0	1,15	199,5	0,95	189	1,05	179	1,00	1,0375
20 janv. 1941.	9°	683	223,0	210,0	1,30	200,5	0,95	190	1,05	179,5	1,05	1,0875
—	9°	684	223,5	210,0	1,35	200,5	0,95	189,5	1,10	178	1,15	1,1375
—	9°	684	222,0	209,75	1,225	199	1,075	188	1,10	177,5	1,05	1,1125
—	9°	684	222,0	209,75	1,225	199	1,075	189	1,00	178	1,10	1,1000
—	9°	684	222,0	209,75	1,225	200	0,975	188,5	1,15	178	1,05	1,1000
—	9°	684	223,5	211,0	1,25	200,5	1,05	189	1,15	179	1,00	1,1125
—	9°	684	223,5	211,0	1,25	201	1,00	191	1,0	179	1,20	1,1125
—	9°	684	222,0	209,75	1,225	200	0,975	189	1,1	179	1,00	1,0750

TABLEAU XVII.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EMCM volts/min.	0,0200	0,0621	0,0200	0,0725	0,00607
EMCM i/cm²sec.	0,175	0,544	0,175	0,635	0,0531

L'erreur probable de la moyenne est exprimée par

$$E.P_M = E.M.C.M.\ 2/3.$$

$2/3$ = valeur approchée de 0,674501.

TABLEAU XVIII.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EP_M volts/min.	0,0131	0,0414	0,0131	0,0483	0,00405
EP_M i/cm²sec.	0,1131	0,362	0,1131	0,0423	0,0354

Si au cours de ces observations on a commis des erreurs grossières ou si un phénomène intervenu ne satisfait pas à la loi de fréquence des erreurs fortuites, par exemple une variation subite de l'intensité du rayonnement à l'endroit où l'expérience est effectuée, l'identité de CORNU : $(E.M.C.)^2 = (E.M.)^2\ \pi/2$ ne peut être satisfaite.

TABLEAU XIX.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EMC i/cm²sec. d'après les données des expériences.	0,394	1,207	0,394	1,496	0,11978
EMC i/cm²sec. d'après l'identité de Cornu.	0,395	1,185	0,395	1,405	0,09845
Différence.	0,001	0,022	0,001	0,091	0,0201
Écart de l'identité de Cornu en %.	<0,25 %	<1,8 %	<0,25 %	<6 %	<16 %

On remarque que l'identité de CORNU est satisfaite dans les limites des erreurs inhérentes aux expériences.

Voir page 96 les résultats des expériences effectuées dans la cave de l'Institut à Clermont-Ferrand.

L'erreur moyenne est donnée par l'expression :

$$E.M. = \frac{\overset{+}{\Sigma}\Delta}{\overset{-}{S/2}}.$$

Tableau XXI.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EM volts/min.	0,042	0,058	0,05	0,057	0,02256
EM i/cm²sec.	0,368	0,508	0,438	0,499	0,1972

L'erreur du moyen carré ou erreur d'une mesure isolée est donnée par l'expression :

$$E.M.C. = \sqrt{\frac{\Sigma\,\Delta^2}{S-1}}$$

Tableau XXII.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EMC volts/min.	0,0639	0,069	0,0586	0,076	0,029
EMC i/cm²sec.	0,559	0,603	0,512	0,665	0,254

L'erreur du moyen carré de la moyenne est donnée par l'expression :

$$E.M.C.M. = \sqrt{\frac{\Sigma\,\Delta^2}{S\,(S-1)}}.$$

Tableau XXIII.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EMCM volts/min.	0,0202	0,02182	0,01850	0,02400	0,00917
EMCM i/cm²sec.	0,1769	0,1913	0,1620	0,201	0,0802

L'erreur probable de la moyenne est exprimée par EP_M = EMCM 2/3.

Tableau XXIV.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EP_M volts/min.	0,0133	0,0144	0,0122	0,0158	0,0060
EP_M i/cm³sec.	0,1162	0,126	0,107	0,1382	0,0525

La vérification de l'identité de Cornu donne les résultats suivants :

Tableau XXV.

Intervalles de temps	0-10 min.	10-20 min.	20-30 min.	30-40 min.	0-40 min.
EMC i/cm³sec. d'après les données des expériences.	0,559	0,603	0,512	0,665	0,254
EMC i/cm³sec. d'après l'identité de Cornu.	0,548	0,636	0,549	0,622	0,248
Différence.	0,011	0,033	0,037	0,043	0,006
Écart de l'identité de Cornu en %.	<2 %	<5 %	<5 %	<6 %	<2,5 %

Cette opération comprenant dix observations fournit un résultat encore plus conforme à la loi des grands nombres. La relation de Cornu est encore mieux satisfaite.

Les résultats ci-dessus permettent d'énoncer les conclusions suivantes :

a) La loi d'invariabilité du rayonnement d'origine terrestre est satisfaite.

b) L'erreur probable (E.P.M) qu'on peut commettre lors de plusieurs mesures effectuées en un endroit déterminé ne dépasse pas le chiffre de $\pm$ 0,1 i/cm³ sec.

c) Lorsqu'on fait des mesures pour des intervalles de temps très longs, par exemple de 0 à 40 minutes, l'erreur d'une mesure (E.M.C.) est plus petite que pour un intervalle de temps plus court, par exemple de 0 à 10 minutes. C'est pour cette raison que l'intervalle 0 à 40 minutes, adopté par E. Rothé dans ses expériences, paraît convenir le mieux.

La perte de voltage entre 0 et 40 minutes est à peu près quatre fois plus grande que pour l'intervalle de dix minutes : les deux « erreurs absolues » de lecture (erreurs commises dans l'appréciation du voltage) sont les mêmes pour l'observation initiale et pour l'observation finale, qu'il s'agisse de 40 ou de 10 minutes ; mais la valeur du voltage sur laquelle porte l'erreur étant 4 fois plus grande, l' « erreur relative » est 4 fois moindre.

La durée de l'expérience ne peut pas dépasser cette limite de 40 minutes à cause du passage des fils de quartz dans une région qui ne correspond plus au champ de mesures usuelles de l'échelle, et aussi pour des questions de rendement du travail.

d) Lors d'une seule mesure effectuée dans l'intervalle 0-40 minutes, l'erreur qu'on peut craindre est de $\pm 0{,}3 - 0{,}5$ i/cm³ sec. C'est le cas d'une prospection sur le terrain où l'on n'effectuerait qu'une seule mesure en un point déterminé.

Il est donc certain que la mesure faite indique exactement l'ionisation en un endroit donné : elle est spécifique de la couche agissante. Prendre une moyenne entre des chiffres différant d'un nombre d'ions supérieur à 1 ou 2 i/cm³ sec reviendrait à nier l'exactitude même de la méthode de prospection utilisée ici.

CHAPITRE IV

PROSPECTIONS EXÉCUTÉES PAR LA MÉTHODE DES RAYONS ULTRA-PÉNÉTRANTS

25. Étude des effets partiels d'ionisation lors d'une mesure.

Lorsqu'on exécute une mesure à l'aide d'une chambre d'ionisation, le résultat obtenu est la somme de plusieurs effets partiels. On doit, en effet, considérer :

1° L'ionisation propre de l'appareil et celle qui est due aux défauts d'isolement du dispositif expérimental ;

2° L'ionisation due aux rayons cosmiques ;

3° L'ionisation due aux émanations et à leurs produits de désintégration se trouvant en suspension dans l'atmosphère au voisinage du point où la mesure est exécutée ;

4° L'ionisation due au potassium existant dans les couches géologiques sur lesquelles est exécutée la mesure ;

5° L'ionisation due aux substances radioactives, aux émanations et à leurs produits de désintégration disséminés dans les mêmes couches.

Je m'efforcerai dans ce qui suit de distinguer les modes d'action de chacun de ces effets, afin d'essayer de les séparer quantitativement.

1° Lors de la fermeture de l'appareil après remplissage d'air pur il a pu arriver, malgré les précautions prises, que des émanations radioactives, en quantités d'ailleurs extrêmement faibles, aient pénétré à l'intérieur de la chambre cuirassée. Ces émanations peuvent par leurs produits de désintégration causer un rayonnement ionisant. Comme la vie des

TABLEAU XXVI.

Voltage max. volts	Voltage min. volts	Préparation radioactive	Température degrés C	Pression mm. Hg.	Effet d'ionisation i/cm³ sec.		Différence i/cm³ sec.	Observations
					0-10 min.	10-40 min.		
150	100	—	11°	690	11,39	9,8	1,59	Effet local dans le laboratoire.
150	100	—	10°	690	13,11	9,8	3,31	Préparation placée derrière un écran constitué par un mur de 65 cm. d'épaisseur.
150	100	—	9°,5	686	12,25	9,6	2,51	
150	100	*Ra*	11°	690	12,25	10,42	1,83	
150	100	*MeTh*	10°	686	14,88	9,48	5,40	—
150	100	*Ra* + *MeTh*	9°	680	14	10,21	3,79	—
225	135	*Ra*	20°	709	20,6	19,3	1,3	—
228	97,5	*Ra* + Lanth actin.	20°	708	34,6	26,6	8,0	—
223	181	—	9°	684	10,81	9,62	1,19	Effet local dans la cave de l'Institut.

premiers produits de désintégration est brève, cet effet diminuera assez rapidement avec le temps ; mais longtemps subsisteront les derniers termes à vie plus longue. Quelques physiciens, parmi lesquels HOFFMANN, croient avoir observé l'émission de rayons α de petit parcours dans plusieurs métaux communs. Il faudrait donc s'attendre à un rayonnement α des parois. On peut mettre cet effet en évidence en suivant l'abaissement du courant d'ionisation en fonction de la tension de l'électromètre. En effet, pour les rayons γ la tension de l'électromètre, qui dans notre cas est de 10-30 volts-cm, est toujours saturante en raison de leur faible pouvoir ionisant. Mais dans le cas des rayons α, où apparaît l'ionisation en colonne de P. LANGEVIN, la tension de l'électromètre n'est jamais saturante. C'est pourquoi au début d'une mesure le nombre d'ions formés est plus grand que vers la fin de l'expérience. Cet effet vient se superposer à une grande abondance d'ions existant au commencement de la mesure. Ces ions, cause des angles morts de la chambre d'ionisation, qui ne peuvent pas être totalement évités, font sentir leur effet au bout de quelques minutes : c'est une ionisation résiduelle. De nombreuses expériences ont mis en lumière ce phénomène. (Voir le tableau XXVI, page 102).

Pour éviter ce phénomène d'ionisation restante, on doit attendre, avant de commencer à chronométrer, qu'un intervalle de plusieurs minutes se soit écoulé. C'est ce que j'ai pris soin de faire lors de toutes les expériences mentionnées dans le présent travail.

Les fautes d'isolement sont inhérentes à n'importe quelle construction d'appareil électrostatique : il y a donc une perte de charge de l'armature interne du condensateur. J'appellerai la somme de ces divers effets d'ionisation effet restant (E. R.).

Pour faire une évaluation quantitative de l'effet restant, on doit s'assurer que tous les autres effets sont nuls. Il est nécessaire, pour ceci, de se trouver dans des conditions tout à fait spéciales. W. KOLHÖRSTER [1], en faisant avec le même type d'appareil des mesures à 406 m. de profondeur dans la mine de sel gemme de Berlepschacht à Stassfurt, complètement inactive et où l'effet éventuel du K avait été écarté par la superposition d'écrans de plomb de 10 cm., estime que l'effet restant est de 1,65 ions-cm^3 sec. Il va sans dire que le rayonnement cosmique est, dans ces conditions, insignifiant.

Les constructeurs, dans la note concernant l'emploi de l'appareil, évaluent l'effet restant à 1 à 2 i/cm^3 sec.

Un caractère très important de cet effet est qu'il est constant dans le temps. L'effet éventuel de l'émanation se trouvant à l'intérieur de la

[1] W. KOLHÖRSTER, *Ztschr. f. Geoph.*, Band VI, p. 54, 1930 ; — *Ztschr. f. Physik*, Band II, p. 379, 1929.

cuirasse peut être facilement mis en évidence. En effet, pour celle-ci la loi de l'invariabilité du rayonnement n'est plus satisfaite et dans une même station l'ionisation varie suivant la superposition des lois de désintégration des corps radioactifs, descendants des émanations.

2° L'effet d'ionisation du rayonnement cosmique a été évalué quantitativement par plusieurs chercheurs. Ainsi, W. Kolhörster [1], à la suite d'une expérience faite à Potsdam, toujours avec un même type d'appareil entouré d'écrans de plomb de 10 cm. d'épaisseur, annonce que l'ionisation due aux rayons cosmiques est de 1,6 ions/cm³ sec, presque égale à l'effet restant. M. A. Dauvillier [2], lors des mesures faites au Scoresby-Sund à l'occasion de l'Année Polaire, trouve sur un glacier inactif 2,81 i/cm³ sec. En retranchant de cette valeur l'effet restant et en supposant que l'ionisation due à l'émanation contenue dans l'atmosphère est négligeable (il y a peu de substances radioactives dans ces parages), on trouve comme ionisation due aux rayons cosmiques 1,4 i/cm³ sec. Marie Curie [3] évalue l'effet cosmique à 10 % de la valeur d'une mesure faite sur mer. Pierre Auger [4] estime qu'avec un électromètre bien isolé l'effet cosmique se fait sentir par la production de 2 i/cm³ sec.

Dans les mesures qu'a faites Kolhörster à Potsdam, il n'a pas tenu compte du fait que le rayonnement terrestre peut facilement traverser les 10 cm. de plomb. L'effet trouvé n'est donc pas dû uniquement aux rayons cosmiques.

Dans le 1,4 i/cm³ sec obtenu par Dauvillier au Scoresby-Sund, on ne peut pas dire qu'on a l'effet cosmique seul, parce que l'émanation de l'atmosphère et les atomes radioactifs se trouvant dans la neige et entraînés par la chute de celle-ci peuvent produire une ionisation assez importante.

François Behounek [5], en tenant compte de toutes ces circonstances, estime que l'effet cosmique est d'environ 0,1 à 0,5 i/cm³ sec et non de 1,5 i/cm³ sec comme on le supposait antérieurement.

Quoi qu'il en soit, l'effet est faible et varie certainement très peu.

Je désignerai l'effet cosmique par les initiales E.C. et j'admettrai la valeur quantitative de Behounek, soit 0,5 i/cm³ sec.

J'admettrai aussi cette propriété de l'effet cosmique (E.C.) d'être constant dans le temps et l'espace.

---

[1] W. Kolhörster, *loc. cit.*

[2] M. A. Dauvillier, *Année polaire internationale* 1932-1933, participation française, vol. I, p. 397, 1939.

[3] Marie Curie, *Radioactivité*, p. 499, 1935, Paris; Herrmann.

[4] Pierre Auger, *Le Journal de Physique et le Radium*, p. 1, 1934.

[5] François Behounek, *Le Journal de Physique et le Radium*, p. 161, 1927.

3° Le sol exhale à tout moment des émanations radioactives qui, d'après les idées actuelles sur la circulation verticale de l'atmosphère, peuvent se déplacer jusqu'à des hauteurs de plus de 1.000 mètres. Ce sont elles qui dépendent des facteurs météorologiques. Par exemple, le vent peut faire varier la teneur en émanation de l'air atmosphérique en un point donné. Une chute d'eau ou de neige peut entraîner l'émanation et son dépôt actif de l'atmosphère au sol et amener ainsi des perturbations dans une mesure. Le Radon, à cause de sa vie relativement longue, peut être entraîné à des distances assez grandes. Le Thoron ayant une vie brève n'est pas entraîné loin, mais son dépôt actif, le Th C, se rencontre à des distances notables. L'Actinon ne peut guère pénétrer dans l'atmosphère mais on trouve parfois, en faible quantité, son dépôt actif. W. Lutz [1], V.F. Hess [2] et Marie Curie [3] estiment que les effets d'ionisation du Thoron et du Radon sont égaux lors d'une mesure faite à la surface du sol. — Comme on manque de données sur la teneur en Thoron de l'atmosphère, je me contenterai de prendre pour effet le double de l'ionisation due au Radon.

Les mesures faites par Eve à Montréal, par Satterly à Cambridge, et par Ashman à Chicago [4], donnent un taux moyen d'émanation de 83.10^{-18} curie/cm^3.

Marie Curie [5] donne la valeur de 10^{-16} curie/cm^3 comme teneur moyenne de l'atmosphère au-dessus des continents au voisinage du sol.

Frédéric Joliot [6] indique une valeur maxima de 10^{-15} curie/cm^3 lors de ses mesures faites à la station scientifique de Jungfraujoch.

Pour L.N. Bogojavlensky [7] la valeur moyenne est de 36 à 60.10^{-18} curie/cm^3.

François Behounek [8] trouve pour l'atmosphère du Spitzberg la teneur de 11.10^{-18} curie/cm^3 et pour la région avoisinant le pôle nord 10.10^{-19} curie/cm^3.

ρ, quantité de la masse de substance radioactive par unité de volume, sera exprimé en curie par cm^3, parce que 1 curie est la quantité de Rn en équilibre radioactif avec 1 gr. de Ra; l'effet d'ionisation d'un demi-espace sera donc :

$$q_p = \frac{2\pi . K . \rho .}{\mu}$$

---

[1] W. Lutz, *Beitr. z. angewandten Geoph*, vol. 8, Heft 2, p. 211, 1940.
[2] V. F. Hess, *Phys. Ztschr.*, Band 14, p. 10, 1913.
[3] Marie Curie, *loc. cit.*, p. 491.
[4] Voir Eve, *Phil. Mag.*, vol. 21, p. 28, 1911.
[5] Marie Curie, *loc. cit.*, p. 491.
[6] Frédéric Joliot, *Le Journal de Physique et le Radium*, p. 492, 1933.
[7] L. N. Bogojavlensky, *Bull. of Pract. Geophysics*, vol. 3, p. 87, 1927.
[8] François Behounek, *Le Journal de Physique et le Radium*, p. 161, 1927.

où :

K est le coefficient d'Eve pour l'air ;

ρ, la densité de radioactivité en gr. de substance radioactive par cm³ d'air. J'admets comme teneur moyenne en émanation au-dessus des continents la valeur donnée par Marie Curie, c'est-à-dire 10^{-16} curie/cm³.

μ_0, le coefficient d'absorption totale dans l'air est défini par l'inégalité :

$$\tau + \sigma_a + \frac{0,5}{100}(\tau + \sigma) < \mu_0 < \tau + \sigma + \frac{0,5}{100}(\tau + \sigma).$$

En remplaçant par les valeurs que fournissent les courbes des figures 8 et 9, on a :

$$(0 + 1,325 + 0,02275)10^{-5} < \mu_0 < (4,55 + 0,02275)10^{-5}$$

où :

$$1,37475.10^{-5} < \mu_0 < 4,57275.10^{-5}.$$

J'admets pour μ_0 la valeur 2.10^{-5}.

La valeur de q_P sera :

$$q_P = \frac{2\pi . 6,08 . 10^9 . 10^{-16}}{2 . 10^{-5}} = 0,192 \text{ i/cm}^3 \text{ sec} \cong 0,2 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

On voit que l'ionisation est à peu près insignifiante si la teneur est normale. Mais si les conditions météorologiques favorisent une accumulation d'émanation au point de mesure, comme par exemple lors de l'expérience faite par F. Joliot au Jungfrauloch où la quantité trouvée était 10 fois plus grande qu'elle ne l'est en général, la valeur de q_P est :

$$q_P = 2,00 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

A cette variation de teneur en émanation sont dus les écarts observés à la loi d'invariabilité du rayonnement terrestre. En admettant maintenant, d'après Marie Curie, W. Lutz et V.F. Hess, que l'ionisation due au T*n* est du même ordre de grandeur, la valeur de q_P, somme de l'effet d'ionisation du R*n* et du T*n* quand la teneur en émanation de l'air atmosphérique est normale, sera :

$$q_P = 0,4 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Dans le cas d'une accumulation de R*n* et de T*n* 10 fois supérieure à la normale, q_P prend une valeur appréciable de

$$q_P = 4,0 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

C'est un cas tout à fait anormal. Une pareille accumulation n'est possible que dans des conditions exceptionnelles.

Cette ionisation due aux émanations contenues dans l'atmosphère, que je désignerai par le symbole E.E., sera évaluée au cours de cet ouvrage à 0,4 i/cm³ sec., et sera considérée comme approximativement constante.

4° L'activité du potassium a été découverte par I. Elster et H. Geitel [1], qui prouvèrent l'émission d'un rayonnement α. Plus tard W. Kolhörster [2] démontra expérimentalement que le potassium émet aussi un rayonnement très pénétrant qu'on peut assimiler à un rayonnement γ.

D'après W. Kolhörster, la longueur d'onde du rayonnement γ du K est d'environ 10 à 20 U X. Pour une longueur d'onde de 14 à 16 U X l'inégalité :

$$\frac{\tau}{\rho}+\frac{\sigma_a}{\rho}+\frac{0{,}5}{100}\cdot\frac{\tau+\sigma}{\rho}<\frac{\mu_o}{\rho}<\frac{\tau}{\rho}+\frac{\sigma}{\rho}+\frac{0{,}5}{100}\cdot\frac{\tau+\sigma}{\rho}.$$

pour un absorbant comme l'écorce terrestre prend la valeur :

$$18{,}375\,.\,10^{-3}<\frac{\mu_o}{\rho}<72{,}375\,.\,10^{-3}.$$

J'admets la valeur : $\frac{\mu_o}{\rho}=60\,.\,10^{-3}$.

En ce qui concerne le nombre K, je me permettrai d'appeler l'attention sur les remarques suivantes : Kolhörster décrit dans son mémoire les conditions géométriques qui l'ont amené à déterminer la valeur du nombre K. Dans tous les cas, soit que l'expérience ait été faite dans la mine, soit qu'elle ait été effectuée à la surface où la quantité de sels de potassium réunie était de 14 tonnes, la substance contenant le K formait écran absorbant. En comparant les valeurs de K ainsi trouvées (0,27 — 0,31) au nombre d'Eve (5,3 — 6,2.10⁹) déterminé par Eve pour le Ra, l'écran absorbant étant l'air, W. Kolhörster arrive à la conclusion que l'effet d'ionisation du potassium est 5.10^{-11} fois celui du radium.

La vérité est que le nombre K déterminé par W. Kolhörster est caractéristique d'un absorbant constitué par une roche naturelle, en l'espèce le sel de potassium même, et non par de l'air. Et si on veut comparer son effet ionisant à celui du Ra on doit comparer des nombres K caractéristiques du même absorbant. Ainsi le nombre K du Ra que j'ai déterminé, l'absorbant étant une roche naturelle, est : 5,34.10¹⁰. En faisant leur rapport on trouve :

$$\frac{K_K}{K_{Ra}}=\frac{0{,}3}{5{,}34\,.\,10^{-10}}=5{,}61\,.\,10^{-12}$$

---

[1] I. Elster. und H. Geitel, *Jahrb. d. Radioakt. u. El.* Band 10 p. 323,

[2] W. Kolhörster, *Ztschr. f. Geoph.* p. 341, 1930.

Ainsi l'effet ionisant du potassium est $5{,}61.10^{-12}$ fois celui du Ra et non $5.10.^{-11}$ comme l'affirme l'auteur dans sa note.

Donc la valeur de K quand l'absorption se fait à travers une roche naturelle, valeur déduite des mesures de W. Kolhörster, est :

$$K = 0{,}3.$$

Pour calculer la valeur de K du potassium quand l'absorbant est constitué par l'air on se servira de la relation :

$$\frac{K_K}{K_{Ra}} = 5{,}61 \cdot 10^{-12}$$

Comme K_{Ra} est d'après mes propres expériences

$$K_{Ra} = 6{,}08.10^9,$$

on trouve :

$$K_k = 6{,}08 \cdot 5{,}61 \cdot 10^9 \cdot 10^{-12} = 3{,}42.10^{-2}.$$

La teneur moyenne en potassium de l'écorce terrestre est d'environ 2,35 %, ce qui vaut 0,02 gr./cm³ de roche. On voit ainsi l'influence que peut apporter le potassium lors d'une mesure faite à la surface de la terre.

Clarke et Washington [1] donnent les teneurs suivantes en gr. de K par gr. de roche :

Les premiers 10 km. de l'écorce terrestre..	0,0258 gr. K/gr. roche	
Granit	0,0399	— —
Grès	0,0109	— —
Chaux (CO_3 Ca)	0,0027	— —
Eau de mer.....	$0{,}345.10^{-3}$ gr. K/gr. d'eau	

En prenant la teneur moyenne pour les premiers 10 km. de l'écorce terrestre on trouve que $\rho = 0{,}0516$ gr. K/cm³ (la densité moyenne de l'écorce terrestre étant prise égale à 2,2).

L'ionisation due au K lors d'une mesure faite à la surface du sol pour les valeurs suivantes : $K = 0{,}3$; $\mu_o = 132.10^{-3}$; et $\rho = 51{,}6.10^{-3}$ gr. K/cm³ roche, prend la valeur :

$$q_p = 0{,}34 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Sur du granit de teneur 88.10^{-3} gr. K/cm³ roche la valeur de q_p est :

$$q_p = 1{,}26 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

---

[1] Clarke and Washington, *U. S. Geol. Survey Profess. Pap*, 127, Washington 1927.

Comme on vient de le voir, l'effet d'ionisation du potassium est assez important et varie depuis 0,3 i/cm³ sec. jusqu'à 1,2 i/cm³ sec. En général on peut évaluer l'effet d'ionisation du potassium à environ 0,7 i/cm³ sec. lorsque les données géologiques et minéralogiques n'indiquent pas une teneur plus grande ou plus petite en potassium.

L'effet du potassium sera désigné au cours du présent travail par le symbole E.K. et sera variable suivant les couches géologiques sous-jacentes et la station où l'appareil a été placé.

5° Les roches constituant l'écorce terrestre ont une teneur très variable et assez importante en substances radioactives.

Ainsi Meyer et Schweidler [1] donnent les proportions suivantes de Ra en gr. par gr. de roche :

Les premiers 10 km. de l'écorce terrestre	$2{,}3.10^{-12}$ gr.	Ra/g.	roche
Granit	$3{,}1.10^{-12}$	—	—
Grès	$1{,}4.10^{-12}$	—	—
Chaux	$0{,}9.10^{-12}$	—	—
Eau de mer	19.10^{-15}		

A. Holmes [2] indique les teneurs suivantes en Ur, d'où on peut déduire celle du Ra conformément à la loi de l'équilibre radioactif :

Roches acides volcaniques	$9{,}1.10^{-4}$	% Ur..	$3{,}1.10^{-10}$	% Ra
— — plutoniques	8.10^{-4}	— ..	$2{,}72.10^{-10}$	—
— basiques volcaniques	$3{,}2.10^{-4}$	— ..	1.10^{-10}	—
— sédimentaires argileuses ..	$4{,}3.10^{-4}$	— ..	$1{,}3.10^{-10}$	—
— calcaires	$2{,}6.10^{-4}$	— ..	$0{,}86.10^{-10}$	—

Mais il trouve d'autres roches dont la teneur est de beaucoup supérieure :

Roches du Simplon	$2{,}2.10^{-3}$	% Ur..	$6{,}82.10^{-10}$	% Ra
— volcaniques du Vésuve ...	$3{,}7.10^{-3}$	— ..	$10{,}47.10^{-10}$	—

Maurice Curie [3] indique les teneurs suivantes :

Granit, basalte igné.....	0,6 — 10.10^{-12} gr. Ra/gr. roche, en moyenne $1{,}7.10^{-12}$ gr. Ra/gr. roche	
Roches sédimentaires, marbres, argiles, ardoises, craies, etc. ..	0,5 — 6.10^{-12} gr. Ra/gr. roche, en moyenne $1{,}1.10^{-12}$ gr. Ra/gr. roche	

[1] Stephan Meyer und Egon Schweidler, *Radioaktivität*, p. 549, Leipzig 1927.
[2] A. Holmes, *Geolog. Mag.*, vol. 6, p. 63, 1915.
[3] Maurice Curie, *Le radium et les radioéléments*, p. 327. « Encyclopédie minière » 1925.

Pour Marie Curie [1], les teneurs sont les suivantes :

Roches éruptives acides ..... (granit, gneiss).	3.10^{-12} gr. Ra/gr. roche
Roches éruptives basiques ..... (basalte).	$1{,}3.10^{-12}$ gr. Ra/gr. roche
Roches sédimentaires..... (grès, schistes, calcaire).	$1{,}4.10^{-12}$ gr. Ra/gr. roche

L.N. Bogojavlensky [2] donne pour une pyrolusite radifère la teneur de 5.10^{-12} gr. Ra/gr. roche.

Comme on vient de le voir la teneur en Ra des roches naturelles est très variable, même lorsqu'il s'agit d'une même espèce minérale, et surtout dans le cas des roches sableuses, sédimentaires ou volcaniques. Et il faut encore remarquer que les nombres donnés ci-dessus sont des moyennes.

On peut dire en général que la teneur habituelle en atomes radioactifs est de $0{,}5.10^{-12}$ gr. Ra/gr. roche et que seulement dans des cas exceptionnels elle atteint 4 ou 5.10^{-12} gr. Ra/gr. roche. La densité moyenne de la roche étant prise égale à 2,2.

D'après la formule de l'ionisation en un point situé à la surface du sol, c'est-à-dire l'effet d'ionisation dû à un demi-espace :

$$q_p = \frac{2\pi K \rho}{\mu}$$

où :

$K = 5{,}34.10^{10}$, nombre d'Eve pour le Ra quand l'absorbant est constitué par une roche naturelle ;

$\rho = 1{,}1.10^{-12}$ gr. Ra/cm^3 roche ou $8{,}8.10^{-12}$ gr. Ra/cm^3 quand la roche est relativement riche en atomes radioactifs ;

μ = le coefficient d'absorption dans la roche naturelle considérée, coefficient défini par l'égalité :

$$\frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_a}{\rho} + \frac{0{,}5}{100} \cdot \frac{\tau + \sigma}{\rho} < \frac{\mu_0}{\rho} < \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{0{,}5}{100} \cdot \frac{\tau + \sigma}{\rho}.$$

Pour la longueur d'onde 5,63 UX du RaC les valeurs numériques de τ, σ et σ_a étant définies d'après les courbes des figures 5, 6 et 7, l'inégalité prend la valeur :

$$(10 + 0{,}175)10^{-3} < \frac{\mu_0}{\rho} < (35 + 0{,}175)10^{-3}$$

---

[1] Marie Curie, *loc. cit.*, p. 487.

[2] L. N. Bogojavlensky, *loc. cit.*

J'admets la valeur de μ_0/ρ égale à environ 30.10^{-3}, d'où : $\mu_0 = 66.10^{-3}$ pour un absorbant de densité 2,2.

L'ionisation due à un demi-espace, pour les teneurs de $1{,}1.10^{-12}$ et $8{,}8.10^{-12}$ gr. R*a*/cm³ roche est respectivement :

$$q_P = 5{,}00 \text{ i/cm}^3 \text{ sec. et } q_P = 43{,}91 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Dans la nature les teneurs en atomes radioactifs des roches naturelles sont très faibles. Dans les analyses chimiques les roches sont souvent qualifiées d' « exemptes de substances radioactives ». Le cas où la teneur s'élève au voisinage de 10.10^{-12} gr. R*a*/cm³ roche est un cas tout à fait exceptionnel. Le plus souvent la « dispersion universelle » des atomes radioactifs fait que ces derniers se trouvent partout, mais en quantités extrêmement faibles. Les fortes concentrations ne sont pas fréquentes. En tout cas, pour l'emploi de la méthode on doit remarquer que le rapport des ionisations varie proportionnellement aux teneurs en atomes radioactifs.

Quant à la teneur en T*h* des roches naturelles, elle est bien supérieure à celle de l'U*r*. En général le rapport T*h*/U*r* dans les couches terrestres est d'environ 10^{-1}. Comme le M*e*T*h* et ses produits de désintégration tels que le T*h*C' peuvent agir sur le dispositif expérimental, on calculera les teneurs des roches en M*e*Th_1 suivant la loi de l'équilibre radioactif.

D'après J. Joly [1] on a :

Roches éruptives..	$2{,}6.10^{-5}$ gr. T*h*/gr. roche..	1.10^{-14} gr. M*e*T*h*/gr. roche

Pour A. Holmes [2] les chiffres moyens sont :

Roches acides ..	$2{,}9.10^{-5}$ gr. T*h*/gr. roche..	$1{,}1.10^{-14}$ gr. M*e*T*h*/gr. roche
Roches sédimentaires et argileuses	$1{,}1.10^{-5}$ — —	.. $0{,}55.10^{-14}$ — —

W. Kolhörster [3] indique :

Roches éruptives acides (granit, gneiss).	$2{,}0.10^{-5}$ gr. T*h*/gr. roche..	$0{,}75.10^{-14}$ gr. M*e*T*h*/gr. roche
Roches éruptives basiques	$0{,}5.10^{-5}$ — —	.. $0{,}2.10^{-14}$ — —
Roches sédimentaires (grès, schistes, calcaires) ..	$1{,}2.10^{-5}$ — —	.. $0{,}5.10^{-14}$ — —

[1] J. Joly, *Phil. Mag.*, vol. 6, p. 765. 1909.
[2] A. Holmes, *Geolog. Mag.*, vol. 6, p. 63, 1915.
[3] W. Kolhörster, *loc. cit.*

La même remarque que pour le R*a* s'impose : la teneur en M*e*T*h* varie dans des limites très larges, depuis $0{,}2.10^{-14}$ gr. M*e*T*h*/gr. roche pour les roches éruptives basiques jusqu'à $1{,}1.10^{-14}$ gr. M*e*T*h*/gr. roche pour les roches éruptives acides.

On peut aussi remarquer que de même que pour le R*a* on trouve souvent dans la nature des roches exemptes de T*h*, comme aussi on peut rencontrer des roches qui en contiennent beaucoup.

Il faut bien tenir compte du fait que les nombres donnés ci-dessus sont des nombres moyens qui n'ont pas une grande signification par eux-mêmes. Dans son dernier travail sur les teneurs des diverses roches en atomes radioactifs, E. Rothé [1] indique que ces teneurs diffèrent beaucoup entre elles. Il y a par exemple des basaltes qui sont plus riches que des granits ; les teneurs des laves sont essentiellement variables. Enfin, celles en T*h* peuvent être beaucoup plus importantes que ne l'indiquent les chiffres reproduits plus haut.

En ce qui concerne le nombre K du M*e*T*h*, il a la valeur de $3{,}24.10^{10}$ quand l'absorbant est constitué par une roche naturelle.

Le coefficient d'absorption massique totale, défini par l'inégalité :

$$\frac{\tau}{\rho}+\frac{\sigma a}{\rho}+\frac{0{,}5}{100}\cdot\frac{\tau+\sigma}{\rho}<\frac{\mu_0}{\rho}<\frac{\tau}{\rho}+\frac{\sigma}{\rho}+\frac{0{,}5}{100}\cdot\frac{\tau+\sigma}{\rho}.$$

prend dans le cas du T*h*C' de longueur d'onde égale à 4,71 U X la valeur :

$$(8+0{,}14)\,10^{-3}<\frac{\mu_0}{\rho}<(28+0{,}14)\,10^{-3}.$$

J'admets comme valeur approximative de $\frac{\mu_0}{\rho}$: 25.10^{-3}.

L'ionisation due à un demi-espace pour les teneurs de $0{,}44.10^{-14}$ et $2{,}42.10^{-14}$ gr. M*e*T*h*/ cm³ roche a les valeurs suivantes :

$$q_P = 0{,}017 \text{ i/cm}^3 \text{ sec} \quad \text{et} \quad q_P = 0{,}09 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Pour les roches naturelles, le rapport U*r*/T*h* est d'environ 10. Soit une roche dont la teneur en R*a* est 1.10^{-12} gr. R*a*/cm³ roche ; la quantité d'U*r* en équilibre radioactif avec cette quantité de R*a* est :

$$0{,}294.10^{-5} \text{ gr. U}r\text{/cm}^3 \text{ roche.}$$

D'après le rapport T*h*/U*r* généralement adopté, la quantité correspondante de T*h* est :

$$0{,}294.10^{-6} \text{ gr. T}h\text{/cm}^3 \text{ roche.}$$

---

[1] E. Rothé, *Annales de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg*, 1937, 3e partie, Géophysique.

La quantité de Me*Th* en équilibre radioactif est :

$$0{,}1089.10^{-15} \text{ gr. Me}Th/\text{cm}^3 \text{ roche.}$$

L'ionisation d'un demi-espace correspondant au R*a* est :

$$q_P = 5 \text{ i/cm}^3 \text{ sec ;}$$

celle due au Me*Th* :

$$q_P = 0{,}09 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Donc, si la roche ne contient pas une teneur en T*h* anormale, l'ionisation due au T*h* n'est que 1,8 % de celle due au R*a*. Cette conclusion est basée sur les teneurs indiquées ci-dessus, mais il n'est pas impossible qu'elles soient réellement trop faibles. Il y a des roches riches en thorium, sans même parler des minerais proprement dits tels que thorianites, monazites, etc. Dans ce cas, l'ionisation due au T*h* est évidemment plus importante.

Dans l'étude des effets d'ionisation, je n'ai pas fait entrer en ligne de compte l'effet de l'A*c*, parce que celui-ci ne possède pas un rayonnement assez pénétrant pour impressionner notre dispositif expérimental ($\lambda > 15$ U.X). En outre il dérive de l'U*r* II qui se sépare en deux descendants dont l'un, dans la proportion de 97 %, a comme dérivé le R*a*, tandis que l'autre dans une proportion de 3 % seulement a comme dérivé l'A*c*. Il se trouve en très faible proportion dans la nature.

26. Sensibilité de la méthode.

Supposons maintenant qu'on ait placé le dispositif expérimental en deux stations différentes, P_1 et P_2, sur deux roches dont les teneurs en substances radioactives sont ρ_1 et ρ_2. Il est évident qu'une différence de 1 i/cm³ sec ne peut pas échapper aux mesures ; elle est beaucoup plus grande que l'erreur qu'on peut craindre. Cherchons quelle est la différence des teneurs qui correspond à une différence de 1 i/cm³ sec. En faisant le rapport entre les deux ionisations obtenues, on a :

$$\frac{q_{P_1}}{q_{P_2}} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad \text{ou} \quad \frac{q_{P_1} - q_{P_2}}{q_{P_2}} = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2}$$

Mais : $q_{P_1} - q_{P_2} = 1$ *i*/cm³ sec, et $q_{P_2} = \dfrac{2\pi \text{ K } \rho_2}{\mu}$, donc : $\rho_1 - \rho_2 = \dfrac{\mu}{2\pi \text{ K}}$.

Cette valeur, que j'appellerai sensibilité de la méthode, est très petite et montre combien le procédé est sensible à des variations minimes des teneurs en substances radioactives. En effet, en introduisant les valeurs numériques de $\mu = 66.10^{-3}$ et de $K = 5{,}34.10^{10}$, pour le R*a*,

$$\rho_1 - \rho_2 = 1{,}05.10^{-12} \text{ gr. R}a/\text{cm}^3 \text{ roche,}$$

c'est-à-dire que pour une différence de teneur de $1{,}05.10^{-12}$ gr. Ra/cm³ roche, l'effet d'ionisation diffère de 1 i/cm³ sec. Cette différence de teneur de 1.10^{-12} gr. Ra/cm³ roche se rencontre fréquemment dans la nature et est très difficilement mise en évidence par des procédés d'analyse de laboratoire.

Pour le potassium, les valeurs de $\mu = 132.10^{-3}$ et de K = 0,3 nous donneront pour la différence $\rho_1 - \rho_2$:

$$\rho_1 - \rho_2 = 0{,}07 \quad \text{gr. K/cm}^3 \text{ roche.}$$

Cette différence est 2,5 fois plus grande que celle qui existe entre la teneur du granit et celle du grès. Ce qui montre que la chambre d'ionisation n'est pas aussi sensible aux variations de teneur en K des roches naturelles.

Pour la famille du Th, les valeurs de μ et K étant 55.10^{-3} et $3{,}24.10^{10}$, la différence $\rho_1 - \rho_2$ est :

$$\rho_1 - \rho_2 = 0{,}27.10^{-14} \text{ gr. MeTh/cm}^3 \text{ roche,}$$

cette différence étant trois fois plus grande que celle qu'il y a entre les roches éruptives basiques et celles acides.

On voit donc que la méthode est extrêmement sensible et peut mettre en évidence de très petites différences de teneur en atomes radioactifs.

27. Distance possible d'investigation.

Une autre question qui intéresse la valeur de la méthode est la distance au delà de laquelle les atomes radioactifs contenus dans la roche qu'on étudie ne peuvent plus intervenir. En effet, dans la formule donnant la valeur de l'ionisation d'un demi-espace, on fait varier r depuis 0 jusqu'à ∞. Nous nous demanderons maintenant quelle est la distance au delà de laquelle les atomes radioactifs n'agissent que pour donner 1/10 i/cm³ sec, nombre égal à l'erreur probable qu'on peut commettre lors d'une mesure.

Pour l'espace demi-infini on a la valeur de q_P :

$$q_{P,\infty} = \frac{2\pi K \rho}{\mu}$$

Pour une demi-sphère de rayon x, on a :

$$q_{P,x} = \frac{2\pi K \rho}{\mu}\left(1 - e^{-\mu x}\right)$$

Supposons que la différence entre les deux valeurs est précisément 1/10 i/cm³ sec :

$$\frac{2\pi K \rho.}{\mu} - \frac{2\pi K \rho.}{\mu}\left(1 - e^{-\mu x}\right) = \frac{1}{10} \quad ; \quad \frac{2\pi K \rho.}{\mu} e^{-\mu x} = \frac{1}{10}$$

d'où :

$$x = \frac{1}{\mu} \log. \text{nep.} \frac{2\pi. 10. K. \rho.}{\mu}$$

En remplaçant par les valeurs numériques de μ, K et ρ pour un granit contenant seulement du Ra, c'est-à-dire : $\mu = 66.10^{-3}$, $K = 5{,}34.10^{10}$ et $\rho = 1.10^{-12}$ gr. Ra/cm³ roche, on trouve :

$$x = 59{,}7 \text{ cm.} \cong 0{,}60 \text{ m.}$$

Ainsi la quantité de roche qui se trouve au delà d'une demi-sphère de rayon 0,6 m. ne donne qu'un effet ionisant de 0,1 i/cm³ sec. La valeur de x croît comme le nombre log nep ρ. On comprend immédiatement que les effets topographiques ne sont importants comme effet ionisant que pour les distances très faibles. Bien entendu l'absorption du rayonnement émis par les irrégularités du terrain se fait dans l'air atmosphérique, et l'effet en est sensible à des distances plus grandes.

28. Le problème du mort-terrain.

Le problème du mort-terrain est d'une importance capitale dans la prospection ; c'est pourquoi je crois bon de m'y arrêter dans ce chapitre.

Considérons une couche (R) s'étendant à l'infini dans les directions horizontales et de profondeur H, caractérisée par une teneur de ρ_1 gr./cm³ roche, par un coefficient d'absorption totale μ_1 et par un nombre d'Eve, K_1. Elle est recouverte par une couche (T) d'épaisseur h, de teneur ρ_2 gr./cm³ roche, par un coefficient d'absorption totale μ_1 et par un nombre d'Eve, K_2 (Fig. 29).

Il y a lieu de considérer deux effets : celui du milieu R recouvert par une couche d'épaisseur h, de coefficient d'absorption totale μ_1 et de teneur 0, et celui d'une couche T d'épaisseur h, de coefficient d'absorption μ_2 et de teneur ρ_2.

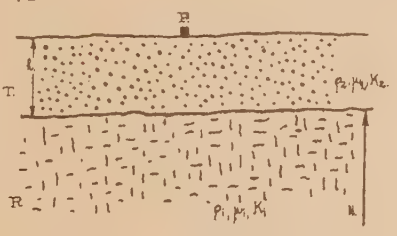

Figure 29.

L'ionisation q'_P due à une couche d'épaisseur h, de teneur ρ_2, de coefficient d'absorption totale μ_2 et de nombre d'Eve K_2, s'étendant à l'infini dans toutes les directions horizontales, est :

$$q'_P = \frac{2\pi K_2 \rho_2}{\mu_1}\left[1 - \Phi(\mu_1 h)\right].$$

L'ionisation q''_P, due à un espace demi-infini, c'est-à-dire $H = \infty$, de teneur ρ_1, de coefficient d'absorption totale μ_1, de coefficient d'Ève, K_1, surmonté par un mort-terrain inactif d'épaisseur h, et de coefficient d'absorption μ_1, est :

$$q''_P = \frac{2\pi K_1 \rho_1}{\mu_1}(\Phi\, \mu_1 h).$$

L'effet total sera donc :

$$q_P = q'_P + q''_P = \frac{2\pi}{\mu_1}\left[K_2 \rho_2 + \Phi(\mu_1 h)\left\{K_1 \rho_1 - K_2 \rho_2\right\}\right].$$

Comme les densités des deux milieux T et R sont à peu près égales, on est autorisé à supposer que les coefficients d'absorption sont égaux. Si la même substance radioactive est disséminée dans les deux milieux T et R, on peut considérer que les nombres d'Eve sont égaux ; donc $K_1 = K_2 = K$. La formule ainsi simplifiée prend la forme :

$$q_P = \frac{2\pi K}{\mu_1}\left[\rho_2 + \Phi(\mu_1 h)\left\{\rho_1 - \rho_2\right\}\right].$$

Il va sans dire que si ρ_2 est zéro, c'est-à-dire si on a affaire à une couche allochtone et non autochtone, la formule se simplifie beaucoup, et on retrouve la valeur de q''_P. Si $\rho_1 = 0$, c'est-à-dire si le substratum est complètement inactif, on retrouve la valeur de q'_P.

Le plus souvent dans la nature ρ_2 n'est pas nul, parce que l'émanation exhalée par la couche R imprègne de ses produits de désintégration la couche T qui deviendra alors radioactive. C'est l'opinion de E. Rothé [1] que le rôle des descendants de l'émanation n'est pas négligeable.

Le cas inverse peut également se rencontrer dans la nature. Ainsi lorsque des alluvions ayant leurs origines dans un massif éruptif, riche en atomes radioactifs, sont apportés par les agents extérieurs et déposés sur un substratum sédimentaire peu radioactif, $\rho_2 > \rho_1$; ρ_1 pourrait même être égal à zéro.

Supposons que sur un demi-espace constitué par des roches éruptives,

[1] E. Rothé, *loc. cit.*

de teneur exceptionnelle $\rho_1 = 8{,}8.10^{-12}$ gr. Ra/cm³ roche, on place le dispositif expérimental. On aura dans ce cas un effet ionisant égal à 44 i/cm³ sec.

Si la même roche est surmontée par un mort-terrain de teneur $\rho_2 = 0$, de 100 cm. d'épaisseur, l'ionisation à la surface de cette dernière couche sera :

$$q_P = \frac{2\pi K.\rho_1}{\mu_1} \Phi(\mu_1 h).$$

En admettant les valeurs suivantes :

$K = 5{,}34.10^{10}$;
$\rho_1 = 8{,}8.10^{-12}$ gr. Ra/cm³ ;
$h = 100$ cm. ;
$\mu_1 = 66.10^{-3}$,
la fonction Φ (6,6) d'après le tableau XII prend la valeur : $1{,}89.10^{-4}$.

D'où :

$$q_P = 44.1{,}89.10^{-4} \text{ i/cm}^3 \text{ sec} = 0{,}0083 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

On peut donc dire que l'absorption à travers 1 mètre de mort-terrain allochtone complètement inactif est totale.

Supposons maintenant que le mort-terrain présente une certaine activité : j'admets par exemple que $\rho_2 = 1.10^{-12}$ gr. Ra/cm³, c'est la teneur moyenne des couches sédimentaires. L'ionisation sera donnée par la formule :

$$q_P = \frac{2\pi K}{\mu_1}\left[\rho_2 + \Phi(\mu_1 h)\left\{\rho_1 - \rho_2\right\}\right].$$

En remplaçant par les valeurs numériques respectives, on trouve :

$$q_P = 5{,}08.10^{12}\,[1 + 0{,}001475]\,10^{-12} = 5{,}08\,(1 + 0{,}001475) \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

On retrouve la valeur de l'ionisation due seulement à la couche recouvrante et augmentée d'un nombre très petit, environ 1/1000 i/cm³ sec.

On peut donc conclure de ces deux expériences que l'absorption très importante réduit d'autant la profondeur d'investigation. Cette conséquence est conforme à l'hypothèse que le rayonnement issu de la terre et qui influence le dispositif expérimental est dû seulement aux corps radioactifs connus jusqu'à présent. Les choses se passeraient peut-être autrement si l'hypothèse imaginée par Jean Perrin [1] et appuyée par L.N. Bogojavlensky [2] était vérifiée : à savoir qu'il existe un rayonne-

---

[1] Jean Perrin, *Annales de Physique*, Paris 1919 ; *Revue du Mois*, N° 15, p. 162, Paris 1930.

[2] L. N. Bogojavlensky, *Beitr. z. angewandten Geoph. Heft 4*, p. 437, 1934.

ment très pénétrant dont le siège devrait être cherché dans l'intérieur de la terre, et qui serait la cause de la désintégration des atomes des corps radioactifs connus. Cette hypothèse de Jean Perrin est admirable et parfaitement légitime : mais quand on a recours à l'intérieur de la terre pour expliquer un phénomène géologique, cela veut généralement dire que nos connaissances actuelles ne suffisent pas à donner des réponses précises et certaines. Je crois donc préférable de ne pas introduire cette hypothèse dans l'interprétation des mesures faites au cours de ce travail.

29. Synthèse des effets d'ionisation.

J'essaierai d'apporter une évaluation quantitative de la somme des effets ionisants étudiés ci-dessus. Je prendrai pour cela la station 46 (voir plus loin) qui lors des mesures que j'ai eu l'occasion de faire en Auvergne présentait le minimum d'ionisation. Cette station se trouve à Saint-Rémy-sur-Durolle (Auvergne), près de l'endroit nommé par les habitants le Calvaire. Elle est placée sur un filon de quartz très pur et

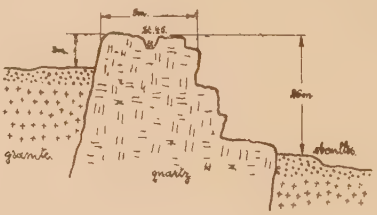

Figure 30.

présentant une couleur blanche parfois enfumée. La coupe géologique est donnée dans la figure 30. Le nombre d'ions par cm³ et seconde trouvé a été de 3,93 i/cm³ sec.

En représentant sous forme d'équation les effets d'ionisation qui ont été définis antérieurement, on peut écrire :

$$E.R. + E.C. + E.E. + E.K. + E.\gamma = N_0 \text{ — effets topographiques.}$$

Comme le montre la coupe ci-dessus, l'effet topographique est nul. Pour les autres termes de l'égalité on peut admettre, conformément aux précédents paragraphes, les valeurs suivantes :

E.R. = 1,60 i/cm³ sec ;
E.C. = 0,50 i/cm³ sec ;

E.E. = 0,70 i/cm³ sec. En effet, cette station se trouvant au voisinage de filons très riches en Ra, on peut supposer que l'émanation de l'air atmosphérique est (au moins par temps de vent) plus importante qu'ailleurs où l'effet calculé a été de 0,50 i/cm³ sec.

E.K. = 0,70 i/cm³ sec si on admet que la teneur en potassium du filon quartzifère est normale.

La somme de tous ces effets, retranchée de la valeur d'ionisation totale, nous donnera la valeur de E γ :

$$E\,\gamma = 3{,}93 - 3{,}50 = 0{,}43 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Cette ionisation de 0,43 i/cm³ sec est due au rayonnement ultra-pénétrant des substances radioactives se trouvant disséminées ou agglomérées sous forme de filons caractéristiques de la région, dans le granit qui compose la roche encaissante du filon de quartz. Si on se propose de doser en valeur absolue la teneur en atomes radioactifs de certaines couches géologiques, on procédera de la manière suivante :

On déterminera avec précision une fois pour toutes les valeurs en i/cm³ sec de E.R., E.C. et E.E. Cette dernière valeur sera recalculée si l'on possède des données sur la teneur en émanation de l'air atmosphérique dans la région.

On déterminera ensuite, conformément aux données minéralogiques concernant la roche à étudier, la valeur de E.K. Cette valeur est très importante, car son effet se fait sentir par une ionisation assez forte.

On évaluera l'effet topographique suivant les formules de corrections établies dans le paragraphe 22. On choisira, en outre, un emplacement pour la station où ces effets seront minimes et où la topographie du terrain environnant se prêtera le mieux à une des formes géométriques étudiées dans les paragraphes 20, 21 et 22. Il va sans dire que pour éviter une absorption éventuelle qui compliquerait l'évaluation de la teneur, il faudra prendre un endroit où affleure la roche qu'on veut étudier.

Du nombre total d'ions/cm³ sec obtenu on retranchera la somme des effets d'ionisation ci-dessus. La différence sera due aux effets d'ionisation de la famille du Ra et du Th. Si le Th ne se trouve pas dans la roche considérée en quantité exceptionnelle, ce qui n'a pu échapper à une étude minéralogique préalable, son effet, ainsi qu'on l'a vu, sera presque nul. Donc l'effet d'ionisation est dû dans ce cas en majeure partie au Ra. En remplaçant dans la formule choisie la valeur de q_p trouvée on peut tirer la valeur de ρ, la seule inconnue, qui nous donnera la teneur en gr. Ra/cm³ roche.

C'est un dosage en valeur absolue, qui nécessite une évaluation très précise de E.R., E.C., E.E. et de E.K.

Mais en prospection géophysique, on se contente souvent de valeurs relatives. Comme les trois premiers effets : E.R., E.C., E.E., et souvent même dans certaines contrées E.K., peuvent être considérés comme constants dans toute la région, des mesures faites sur des roches différentes et conduisant à des chiffres très différents permettront d'affirmer que telle couche est plus ou moins riche en atomes radioactifs que telle autre. C'est la méthode relative.

Si les stations sont assez nombreuses et présentent des différences importantes, on peut tracer aussi les « isorades », c'est-à-dire les lignes d'égale intensité du rayonnement ultra-pénétrant d'origine terrestre.

30. Prospection sur le terrain.

Dans ce qui suit je décrirai une série de prospections sur des terrains soit éruptifs soit sédimentaires d'Auvergne. Dans la plupart des cas j'ai marqué l'emplacement des stations sur des croquis d'après la carte géologique, guidé par le principe qu'ont énoncé séparément E. Rothé et W. Vernadsky, que les déterminations radiogéologiques doivent toujours se trouver en relation étroite avec les données de la carte géologique.

Toutes les fois que cela a été possible j'ai tracé les isorades, afin de pouvoir présenter des exemples de cartes radiogéologiques. Parfois aussi j'ai dessiné des profils, afin de mettre en évidence la variation considérable obtenue lors d'une prospection sur des terrains riches en substances radioactives.

Dans les interprétations que je présenterai j'admettrai que la somme E.R. + E.C. + E.E. + E.K. est constante pour toutes les expériences et égale à 3,5 i/cm³ sec., ceci pour un angle solide égal à π.

31. Prospection dans la carrière du pont de Boisséjour (Ceyrat).[1]

On sait que pour une même couche géologique l'identité $In/In' = \Omega n/\Omega n'$ doit être satisfaite.

Le rapport des angles solides des stations 1 et 3 est :

$$\frac{\Omega_1}{\Omega_3} = \frac{5}{4} = 1{,}25.$$

[1] Carte géologique de la France, feuille de Clermont, N° 166 (1/80.000).

le rapport des effets d'ionisation diminués de la valeur constante 3,50 i/cm³ sec., c'est-à-dire (E.R. + E.C. + E.E. + E.K.), est :

$$\frac{I_1}{I_3} = \frac{9,07 - 3,5}{7,65 - 3,5} = \frac{5,57}{4,15} = 1,345.$$

TABLEAU XXVII.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations.
1	Près du mur vertical qui constitue le front de travail de la carrière.	9,07	9°	695	Coulée basaltique (quaternaire). Angle solide $\frac{5\pi}{4}$
2	Près d'une couche de calcaire sédimentaire, où la carrière n'est plus en exploitation.	9,35	9°	696	Basalte, calcaire.
3	Sur la plateforme supérieure de la carrière, aux abords du mur vertical formant le front de travail.	7,65	12°	692	Basalte. Angle solide π.

D'après l'hypothèse ces deux rapports doivent être égaux. La différence de 1/10 provient sans doute du fait qu'à la station 1, au voisinage de l'appareil, il y a quelques blocs dont l'action augmente le nombre d'ions/cm³ sec.

La station 2 ne saurait se prêter à une interprétation du genre de la précédente parce qu'une couche de calcaire intercalée dans la coulée basaltique apporte des perturbations difficiles à calculer.

32. Prospection dans les environs d'Aubière.[1]

La région est caractérisée par des coulées basaltiques (quaternaire) qui viennent recouvrir les dépôts sédimentaires de l'oligocène (Stampien). Les éruptions des volcans du Puy, commencées au pliocène inférieur et se continuant jusqu'au quaternaire, sont donc postérieures au Stampien. De plus dans les vallées creusées par les torrents ou ruisseaux on trouve des alluvions quaternaires.

[1] Même feuille.

Tableau XXVIII.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation $i/cm^3 sec.$	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
4	Dans une cave avec 2 horizons creusés dans du basalte. Horizon I (supérieur).	8,75	2°	662	Basalte.
5	Horizon II inférieur. Le Stampien se trouve dans les environs très proches.	9,33	5°	672	Basalte. Stampien.
6	Sur le passage entre le basalte et le Stampien.	8,94	6°	674	Basalte. Stampien.
7	Sur la route des Landais, contre un mur de basalte.	8,42	5°	675	Basalte.
8	Sur des alluvions se trouvant aux abords immédiats du ruisseau ; on a affaire à des alluvions allochtones.	8,6	3°	666	Alluvions allochtones.

On constate que le Stampien est caractérisé par une teneur en substances radioactives légèrement supérieure à celle du basalte, mais la différence est si faible qu'en introduisant l'erreur du moyen carré des mesures qui est d'environ $\pm$ 0,3 — 0,5 i/cm^3 sec. on trouve à peu près le même chiffre. Des prospections plus nombreuses s'imposeraient ici, afin de diminuer la valeur de l'erreur probable.

33. Prospection entre Ceyrat et Berzet [1].

Dans cette région une grande faille de direction NNW-SSE met en contact le Stampien moyen avec un granit dans lequel se rencontrent très souvent des venues d'aplite (granulite saccharoïde). La prospection devait montrer si cette faille pouvait être mise en évidence et si d'autre part les aplites pouvaient être distinguées ainsi par les rayons ultrapénétrants.

Le croquis de la figure 31, fait d'après la carte géologique, porte les emplacements des stations de mesure.

[1] Même feuille.

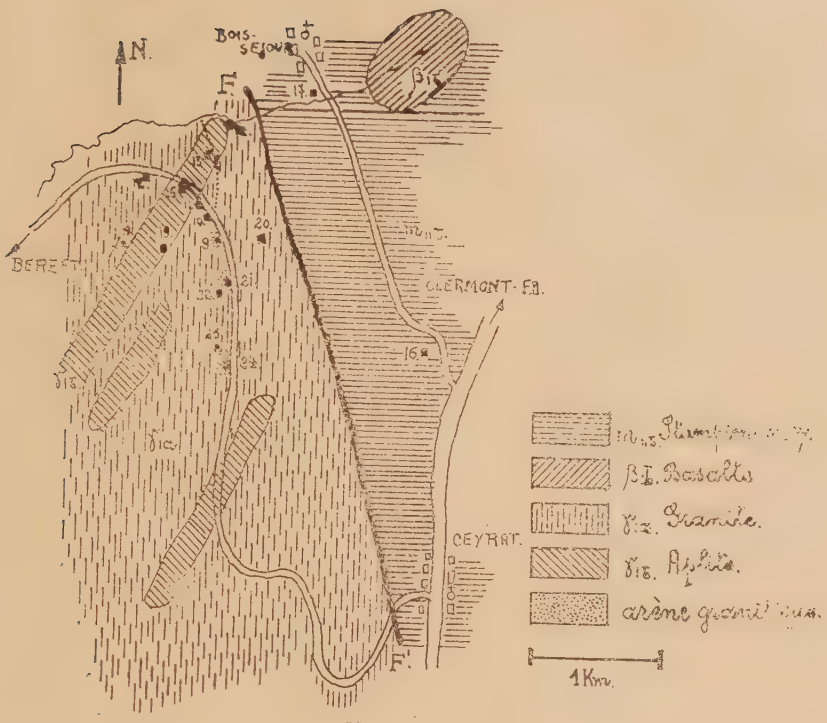

FIGURE 31.

TABLEAU XXIX.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
9	150 m. du grand tournant dans la direction de Ceyrat, sur du granit. On remarque une concentration naturelle d'arène granitique.	18,2	10°	685	Arène granitique.
10	A mi-chemin entre les stations 9 et 15, sur du granit sans arène.	12,35	11°	689	Granit.
11	50 m. plus haut que la station 10, sur du granit et avec une petite quantité d'arène.	15,75	11°	688	Arène granitique.

TABLEAU XXIX *(suite)*.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
12	A quelques mètres plus loin encore de la station 15, sur du granit.	14,9	9°	684	Granit.
13	Plus près de la grande faille sur l'aplite. Le substratum est recouvert par un mort-terrain autochtone.	10,10	11°,5	690	Aplite recouverte de mort-terrain autochtone.
14	Aux abords immédiats de la grande faille sur du granit recouvert du même mort-terrain.	9,1	11°,5	690	Granit recouvert de mort-terrain autochtone.
15	Sur la route entre Ceyrat et Berzet, près du grand tournant. Sur de l'aplite.	11,3	11°	688	Aplite.
16	Sur la route Ceyrat-Royat au km. 9, sur du Stampien moyen recouvert par une couche de terre arable.	11,1	18°	705	Stampien recouvert de mort-terrain autochtone.
17	500 m. plus loin en direction de Royat, sur le même Stampien moyen mais recouvert par une couche plus épaisse de terrain arable.	9,92	11°	690	Stampien recouvert de mort-terrain autochtone.
18	Sur le chemin Ceyrat-Berzet, à 50 m. de la station 9, sur des aplites recouvertes d'un mort-terrain autochtone.	9,06	12°,5	693	Aplite recouverte de mort-terrain.
19	Après avoir franchi la venue d'aplite au sommet de la montagne on se trouve sur du granit.	10,35	10°	686	Granit ; sommet de la montagne.
20	Sur le même granit recouvert de mort-terrain mais au-dessous du chemin Ceyrat-Berzet.	10,93	12°	688	Granit recouvert de mort-terrain autochtone.

Tableau XXIX *(suite)*.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
21	75 m. sur le même chemin dans la direction de Ceyrat, sur de l'arène granitique.	21	14°	686	Arène granitique.
22	5-6 m. au-dessus de la station 21 sur du granit recouvert de mort-terrain.	11,46	12°	692	Granit recouvert de mort-terrain autochtone.
23	100 m. plus loin sur le même chemin, mais en direction de Ceyrat ; sur du granit.	12,07	12°	692	Granit.
24	4 m. plus loin sur le même chemin en direction de Ceyrat ; sur de l'arène granitique.	15,57	11°,5	690	Arène granitique.

Interprétation et conclusions :

1° La détermination de cette faille n'est pas aisée : sur le Stampien on obtient un nombre d'ions/cm³ sec. supérieur à celui du granit recouvert de mort-terrain ; les conditions topographiques et géologiques sont sans doute cause de cette difficulté. Des mesures détaillées s'imposent ;

2° Pour les aplites non recouvertes de mort-terrain on trouve un nombre d'ions/cm³ sec. franchement supérieur à celui obtenu pour les aplites recouvertes, ce qui prouve l'importance de l'absorption ;

3° Entre les aplites non recouvertes et les granits non recouverts la différence est assez faible, mais est au profit du granit ;

4° Pour la station placée au sommet de la montagne le nombre est plus faible parce que l'angle solide formé par le granit est petit. La topographie ne permet pas une détermination quantitative.

5° On constate un phénomène qui confirme les vues du Professeur E. Rothé, c'est que sur les arènes granitiques qui consistent en une désagrégation du granit par les agents naturels il y a toujours une augmentation très nette de l'ionisation. Il se produirait donc par voie naturelle une accumulation de substances radioactives de grand poids

atomique. En effet, si les substances radioactives sont caractérisées par une extrême dispersion, on constate aussi à la surface du globe des phénomènes de concentration de la radioactivité. Ainsi Ch. Snowden Piggot [1], en étudiant les échantillons du fond de l'océan recueillis par sa méthode de canon-sondeur, indique que la concentration du radium y est en général beaucoup plus grande que dans n'importe quelle roche continentale sédimentaire ou même ignée. Par exemple dans l' « argile rouge » la concentration peut atteindre $11{,}7.10^{-12}$ gr. R*a*/gr. roche, autant que dans les laves les plus actives du Vésuve.

Pour les roches continentales, E. Rothé [2] a attiré l'attention sur des phénomènes de concentration du R*a* et du T*h*. Le mécanisme de cette concentration doit être rapproché, d'après l'auteur, de celui de la concentration du manganèse dans les Wads. On doit remarquer le fait essentiel, que tandis qu'une roche sédimentaire, par exemple le kaolin, peut être à peine active ou complètement inactive, le granit en décomposition (arène granitique) peut au contraire offrir une activité remarquable.

C'est ainsi que sur l'arène granitique de la station 9 on trouve 18,2 i/cm³ sec. A plusieurs jours d'intervalle j'ai retrouvé le même chiffre. Les roches éruptives environnantes n'accusent que 9 à 12 i/cm³ sec. L'arène de la station 24 est moins riche en mica : on ne trouve que 15,57 i/cm³ sec.

Comme cela sera signalé plus loin, le même phénomène a été observé aussi à l'occasion de la prospection par rayons ultra-pénétrants de la roche Sanadoire.

Ce phénomène de concentration radioactive trouvé sur le terrain a été confirmé par E. Rothé et ses collaborateurs [3] lors de mesures faites au laboratoire par la méthode électrométrique des « couches d'épaisseurs variables » (rayons α).

34. Prospection de la roche Sanadoire, sur la route de Randanne au Mont-Dore .[4]

Le Professeur E. Rothé ayant trouvé au cours de mesures de laboratoire (rayons α) que les phonolites de la roche Sanadoire présentaient

---

[1] Ch. Snowden-Piggot, *Res. Amer. Journ. Science*, 1933 ; — *Mem. N° 811 du Laboratoire Géophysique de la Carnegie Institution*, Washington ; — *Rapport annuel pour 1936 de la Smithsonian Institution*, Washington.

[2] E. Rothé, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1941.

[3] E. Rothé et Mme A. Hée, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*. t. 210, p. 30, 1940 ; — E. Rothé et Van der Min, *Anna. Inst. Phys., Globe Strasbourg*, 3e partie, Géophysique, 1937.

[4] Même feuille.

une radioactivité très prononcée, il m'engagea à contrôler ces résultats par des mesures faites sur place avec la chambre d'ionisation.

La roche Sanadoire est constituée par du phonolite, une roche feldspathique se rattachant à l'orthose ; le mot phonolite signifie feldspath sonore. Elle est entourée vers le côté NW par du granit et de tous les autres côtés par du trachyte (fig. 32). On remarque du point de vue

FIGURE 32.

topographique que la roche Sanadoire se dresse isolée comme un cône, d'angle total d'ouverture environ 60° (fig. 33).

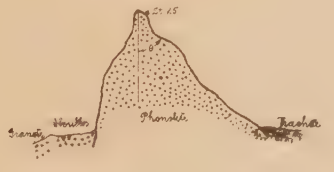

FIGURE 33.

TABLEAU XXX.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
25	Près du sommet principal de la roche Sanadoire, un peu en-dessous ; sur du phonolite.	12,95	7°	680	Phonolite, sur le sommet. Angle $\theta = 30°$.
26	Juste au sommet d'un col secondaire de la roche Sanadoire ; sur du phonolite.	10,76	8°,5	676	Phonolite. Angle $\theta = 25°$.
27	Dans une sorte de grotte demi-ouverte de la même roche.	21,40	9°	681	Angle total du cône $\theta = 240°$. Phonolite.
28	Sur le flanc NE de la roche Sanadoire.	18,7	6°,5	678	Un espace demi-infini incliné. Angle solide π ($\theta = \pi/2$).
29	Sur le flanc E de la même roche.	18,8	8°	683	Un espace demi-infini incliné. Angle solide π ($\theta = \pi/2$).
30	Sur le flanc E dans une grotte à peu près complètement fermée.	21	7°.5	680	Un espace infini moins 25 %, l'ouverture de la grotte.
31	Au pied de la roche Sanadoire versant E, un sentier éloigné de la roche, sur du trachyte recouvert de mort-terrain.	10.15	9°	698	Trachyte recouvert de mort-terrain.
32	Au pied de la roche Sanadoire, versant S, sur des éboulis de phonolites.	15.1	18°	730	Éboulis de phonolites.
33	Au pied de la roche Sanadoire, versant S, sur une substance blanche de décomposition (kaolin ?).	17,67	17°	720	Phonolite en décomposition (?)

Conclusions :

1° Les phonolites constituant la roche Sanadoire présentent une activité très remarquable. Ces roches forment un contraste avec les trachytes qui l'entourent ;

2° Les roches en décomposition présentent une activité accrue semblant vérifier les faits énoncés ci-dessus ;

3° Le nombre élevé observé à l'ouverture des grottes est interprété dans la théorie générale par l'augmentation de l'angle solide intéressé. Une ionisation permanente s'y ajoute peut-être, conformément aux vues anciennes (Elster et Geitel) ;

4° Les considérations théoriques relatives aux angles solides sont confirmées.

On sait que si le relief topographique des abords d'une station peut être assimilé à un cône, l'ionisation produite est :

$$I = \frac{2\pi K \rho}{\mu}(1 - \cos\theta).$$

Dans cette formule l'angle θ a la signification indiquée dans la figure 33. Le rapport $In/In' = \Omega n/\Omega n'$ est pour les stations 25 et 26 :

$$\frac{9,45}{7,26} = 1,32 = \frac{1 - \cos 30^0}{1 - \cos 25^0} = \frac{0,109}{0,049} = 1,43.$$

Des nombres d'ions on a retranché comme il convient le chiffre constant 3,5 i/cm³ sec. La différence de 1/10 provient du fait que les angles ont été évalués d'après la carte géologique au 1/80.000, et par suite, la topographie n'est pas connue tout à fait exactement pour de si faibles variations d'angle.

Pour les stations 28 et 29, pour lesquelles les angles θ sont sensiblement égaux, l'ionisation est la même.

Pour les stations 27 et 30 où l'angle θ d'ouverture a pour valeur 240° et 280° respectivement, l'ionisation est presque la même, l'avantage demeurant cependant à la station 27.

Pour les stations 27 et 28 le rapport $In/In' = 1 - \cos\theta\, n/1 - \cos\theta\, n'$ est :

$$\frac{17,9}{15,2} = 1,2 = \frac{1 - \cos 240^0}{1 - \cos 50^0} = 1,5.$$

Les évaluations topographiques sont trop incertaines pour autoriser des conclusions définitives.

35. Gisements radifères dans le centre de la France.

La chaîne du Forez qui est essentiellement granitique offre sur son flanc occidental tout un réseau de filons de quartz triasique, présentant

un relief dû aux mouvements miocènes. Ces derniers ont donné naissance à de nombreuses sources minérales localisées sur le versant oriental ainsi qu'à des filons de minerai radioactifs se trouvant sur le flanc occidental, qui comprennent une bande de terrain longue de 60 à 80 km. Le quartz de ces filons forme la gangue des filons radioactifs, le tout étant entouré de la roche encaissante qui est composée de granit.

Les gisements radioactifs de la chaîne du Forez peuvent être divisés en deux catégories [1] :

1° Ceux qui sont en relation génétique avec les gisements fluorés et barytiques qui donnèrent naissance aux oxydes d'*Ur* et de *Ra;* ces derniers sont dissous par les eaux souterraines qui, par dépôts à la surface, forment la chalcolite (phosphate d'uranium et de cuivre) et l'autunite (phosphate d'uranium et de chaux).

Les gisements de ce type sont : Saint-Martin-des-Olmes, Saint-Georges-Lagricol, La Colancelle, Lachaux, et enfin tous les gisements radifères du Morvan, de l'Autunois, du Limousin et de l'Auvergne.

2° Ceux qui sont en relation génétique avec les gisements de pechblende qui, par le même mécanisme de dissolution des oxydes d'*Ur* et de *Ra* qui sont déposés sur les failles, donnent naissance à la chalcolite et à l'autinite. Parmi les gisements de ce type on doit citer celui de Saint-Rémy-sur-Durolle.

Au cours des prospections effectuées en Auvergne, j'ai eu l'occasion d'étudier du point de vue des rayons pénétrants les gisements de Saint-Rémy et de Lachaux.

36. Prospection du gisement radifère de Saint-Rémy-sur-Durolle. [2]

Ce gisement radifère a été découvert et étudié aux points de vue géologique, minéralogique et économique par J. Demarty [3]. Dans la masse de granit qui forme la roche encaissante, on trouve des filons de quartz coloré, enfumé, de direction E-W et de pendage S. Ce filon quartzifère est radifère seulement sur une longueur de 800 m., se prolongeant vers l'ouest par une masse importante de quartz blanc stérile. Dans ce quartz on trouve toutes les variétés depuis le hyalin jusqu'à l'améthyste.

---

[1] J. Demarty, 64e *congrès des Sociétés Savantes*, p. 150, 1931 ; — Extraits de la « Revue d'Auvergne », 1905 ; — *Le Radium en Auvergne*, Comptoir géologique et minéralogique du Plateau Central, 1928.

[2] Carte géologique de France, Feuille de Montbrison N° 167 (1/80.000).

[3] J. Demarty, *op. cit.*

On a vu que le quartz est récent et a rempli l'ouverture due aux mouvements tectoniques du miocène. En même temps a pris naissance un filon de pegmatite qui, par le mécanisme minéralogique décrit antérieurement, a donné naissance au filon radifère proprement dit. Dans ce dernier, on a trouvé sous forme de veinules les minerais de cuivre classiques, comme la chalcopyrite, la malachite et l'azurite, ainsi que le mispickel et la pyrite, ces derniers vers le toit du filon.

Les minerais de radium constitués par la chalcolite, l'autunite, la soddite et la pechblende, sont disséminés dans la masse d'une façon très irrégulière. Ainsi on trouve dans les minerais de radium soit seulement quelques cristaux de chalcolite éparpillés dans la masse de quartz, soit une zone de minéralisation plus étendue qui dans ce cas est de l'autunite, soit enfin du minerai concentré dans des filons de quelques mètres cubes, et alors la teneur est exceptionnelle. Les minerais de radium sont souvent disséminés dans les abords immédiats du filon, jusqu'à un ou deux mètres de distance, et dans ce cas la roche prend la couleur ocre rouge.

La teneur moyenne est de 5-10 mgr. de radium-éléments par tonne de minerai, mais cette teneur peut souvent atteindre le chiffre de 200 mgr. de R*a* élément par tonne de minerai. Cette teneur assez importante a fait qu'une installation industrielle a été fondée pour l'exploitation du radium.

Le problème que l'on s'était proposé lors de cette prospection était de rechercher si le filon radifère se prolongeait au delà des limites connues et aussi de renseigner l'exploitation qui rencontrait de grosses difficultés parce que la teneur en substances radioactives était très variable suivant l'endroit. Il s'agissait donc en tout premier lieu de constater si, par la méthode des rayons pénétrants, on pouvait distinguer les zones riches des zones stériles.

Les résultats de ce travail sont particulièrement instructifs.

Tableau XXXI.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
34	Au-dessous de l'endroit nommé le Calvaire, sur le passage entre le filon de quartz et le granit.	7,17	11°,5	690	Passage quartz-granit.
35	Quelques mètres plus bas, sur du granit.	10,67	11°,5	690	Granit.

TABLEAU XXXI *(suite)*.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
36	Sur un plateau nommé la Pierre, contre une falaise artificielle ; sur la roche de couleur ocre rouge.	30,2	10°	686	Filon radioactif.
37	5 m. à droite de la station précédente ; sur la roche de couleur ocre rouge faisant partie de la même falaise.	25,4	8°	680	Voisinage immédiat du filon radioactif.
38	15 m. à droite de la station précédente, contre la paroi de la même falaise.	23,10	6°	678	Voisinage lointain du filon radioactif.
39	30 m. à droite de la station précédente contre la paroi de la même falaise.	22,31	5°,5	675	—
40	25 m. à droite de la station précédente, contre la paroi de la même falaise.	20,73	2°,5	666	—
41	20 m. à droite de la station précédente, contre la paroi de la même falaise qui se termine à cet endroit.	24,06	1°,5	662	—
42	40 m. à droite de la station précédente, en plein champ. Le substratum est constitué par du granit recouvert de mort-terrain autochtone.	14,87	1°,5	663	Granit recouvert de mort-terrain autochtone.
43	300 m. à droite de la station précédente, dans les mêmes conditions que la station 42.	14,87	5°	672	—

TABLEAU XXXI *(suite)*.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
44	Sur la plateforme supérieure de la dite falaise, juste au-dessus de la station 36, mais le filon radioactif qu'on suppose en profondeur et dont on ne connaît pas la direction est recouvert d'un mort-terrain allochtone de 1 m. d'épaisseur.	14	6°	675	Filon radioactif recouvert de mort-terrain allochtone (1 m.).
45	Sur la même plateforme au-dessus de la station 36, mais ici le mort-terrain n'a qu'une épaisseur de 10 cm.	15,3	10°	688	— (10 cm.)
46	Presque au sommet du Calvaire, un peu en-dessous, dans un petit creux du filon de quartz qui en cet endroit apparaît très pur.	3,93	10°,5	688	Quartz. C'est le plus petit effet d'ionisation rencontré jusqu'à présent dans mes prospections.
47	Sur la plateforme inférieure de la falaise (La Pierre) à 25 m. de la paroi verticale ; dans la direction de la station 36. Sur du remblai artificiel.	19,42	15°	700	Voisinage immédiat du filon radioactif recouvert par du remblai artificiel.
48	3 m. à gauche de la station 36 contre la paroi verticale de la même falaise qui se termine à cet endroit.	35,87	14°	699	Filon radioactif.
49	5 m. à gauche de la station précédente, après la fin de la falaise, sur le chemin qui monte à la falaise.	24,71	10°	690	Voisinage immédiat du filon radioactif sur du mort-terrain allochtone.
50	Sur la plateforme supérieure de la falaise au-dessus de la station 48, mais le filon est recouvert d'une couche de 50 cm. de mort-terrain allochtone.	14,8	8°	682	Filon radioactif recouvert de mort-terrain allochtone (50 cm.).

TABLEAU XXXI *(suite)*.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation / cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
51	25 m. à gauche de la station 50 ; sur du granit.	14.87	8°	680	Granit.
52	Sur la route La Pierre-Saint-Rémy (ville), à mi-chemin. Le substratum est granitique, mais recouvert d'un important mort-terrain.	13.12	6°	676	Granit recouvert de mort-terrain.
53	50 cm. à droite de la station 48.	30.62	4°,5	672	Filon radioactif.
54	40 cm. à gauche de la station 48.	37.62	3°,5	670	Filon radioactif.
55	Entre le chemin menant de Saint-Remy à Lachaux et le plateau nommé la Pierre, à 30 m. de la route sur du terrain arable. Le substratum est probablement granitique.	14.87	6°	670	Granit recouvert de mort-terrain autochtone.
56	60 m. plus haut, sur la pente menant à la Pierre. Je suppose qu'on se trouve au-dessus du filon de quartz.	13.8	10°	676	Quartz recouvert de mort-terrain allochtone.
57	20 m. plus haut dans la même direction. Je suppose le même substratum quartzifère, recouvert.	13.8	11°	682	Quartz recouvert de mort-terrain allochtone.
58	50 m. plus haut dans la même direction. Je suppose un substratum granitique recouvert de mort-terrain.	14.35	11°	682	Granit recouvert de mort-terrain autochtone.
59	A 10 m. de la route citée précédemment, sur la plaine qui s'étend vers la Pierre. Substratum granitique.	14,87	11°	692	Granit recouvert de mort-terrain autochtone.

TABLEAU XXXI *(suite)*.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i,cm³ sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
60	A 5 m. de cette route ; on s'approche du déblai qui est probablement très radioactif. On se trouve dans les parages de l'ancienne exploitation.	16,40	15°	698	Au voisinage du minerai radifère extrait par l'exploitation.
61	Cette station est très proche du déblai mentionné.	17,06	15°	704	—
62	Sur le déblai même.	[illegible]	15°,5	700	Station spéciale ; mesure exécutée à titre expérimental.
63	Entre deux tonneaux pleins d'anciens minerais (beaucoup de gangue).	74,15	17°	703	Station spéciale ; mesure exécutée à titre expérimental.
64	Entre le chemin cité ci-dessus (Saint-Remy-Lachaux) et le [illegible] à Durolle, il existe un puits d'aération faisant partie de l'ensemble de l'ancienne exploitation.	15,55	14°	710	Émanations radioactives (Rn).
65	20 m. plus bas sur la plaine ; substratum granitique.	14,43	10°	714	Granit recouvert de mort-terrain autochtone.
66	Au bord de la Durolle sur le chemin d'exploitation entre celui qui mène au Montel et la galerie d'exploitation ; à 75 m. à gauche de cette dernière.	38,23	11°	702	Filon radioactif.
67	40 m. vers le chemin du Montel ; dans les environs de la station il y a des déblais de minerais extraits.	13,61	17°	706	Station spéciale ; mesure exécutée à titre expérimental.

TABLEAU XXXI *(suite)*.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
68	Sur le bord de la Durolle à l'entrée de la galerie ci-dessus mentionnée.	17,6	15°,5	700	Émanations et déblais provenant de l'exploitation.
69	50 m. en amont sur un affleurement de granit	15,3	12	688	Granit.
70	250 m. en amont sur un autre affleurement de granit.	21,17	11°	689	Granit.
71	50 m. en aval de la station 66.	17,06	8°	680	Granit et mort-terrain.

Enfin je décrirai les mesures faites à titre expérimental à quelques mètres de cette dernière station. A une distance d'environ 10 m. se trouvait une quantité appréciable de minerais radioactifs. Au cours de l'expérience, au fur et à mesure que le temps s'écoulait, on apportait au voisinage de l'appareil des quantités de plus en plus grandes de morceaux de minerai. Les résultats ont été les suivants :

TABLEAU XXXI *(suite)*.

N° d'ordre	Intervalle de temps	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
72	0 à 10 minutes.	27,125	9°,5	683	Station spéciale, mesures exécutées à titre expérimental.
	10 à 11 —	30,625			
	11 à 12 —	30,625			
	12 à 14 —	35,000			
	14 à 15 —	35,000			

Toutes ces mesures de Saint-Rémy-sur-Durolle ont été exécutées en présence du Professeur E. ROTHÉ et leur exactitude a été vérifiée.

Dans les figures 34 et 35 j'ai tracé l'emplacement des stations de mesure ainsi que les courbes isorades. Ces figures constituent des exemples de cartes radio-géologiques. En y portant en abscisses les distances

entre les stations et en ordonnées l'ionisation en nombre d'ions par cm^3 et seconde, j'ai tracé des profils d'ionisation.

Le premier but qu'on s'était proposé au début des études sur le terrain a été atteint. En effet, le filon radifère dont on tenta l'exploitation sur les bords de la Durolle se continue jusque dans la région de la Pierre ; quoique peut-être moins riche, il est facilement reconnaissable par l'augmentation de l'ionisation malgré la faible teneur. Un examen pétrographique plus approfondi de la succession des terrains formant la coupe de la Pierre a montré quelques jours plus tard l'existence de cristaux de chalcolite dans le filon près de la station 36. Ce fut une vérification *a posteriori*, car c'est uniquement la mesure électrométrique qui a permis de prouver l'existence du filon et de déterminer son emplacement. Nous ne possédions aucun renseignement à l'avance sur les travaux du terrain de sport qui ont mis à nu une partie de la falaise mentionnée.

De plus, les rayons pénétrants ont permis de mettre partout en évidence les parties du filon plus riches en substances radioactives, à la seule condition qu'ils ne fussent pas complètement absorbés.

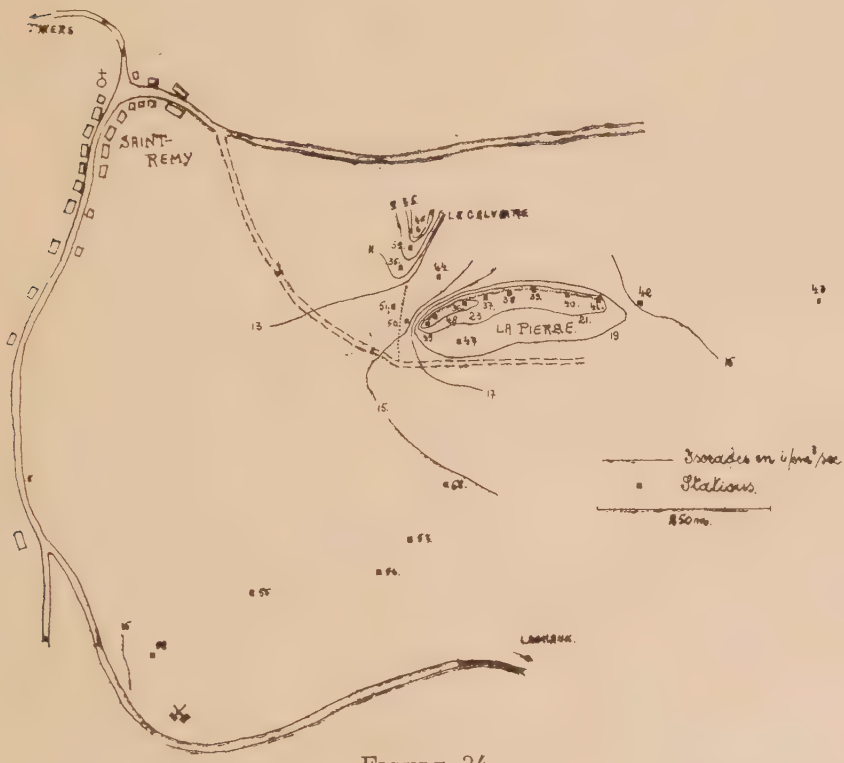

FIGURE 34.

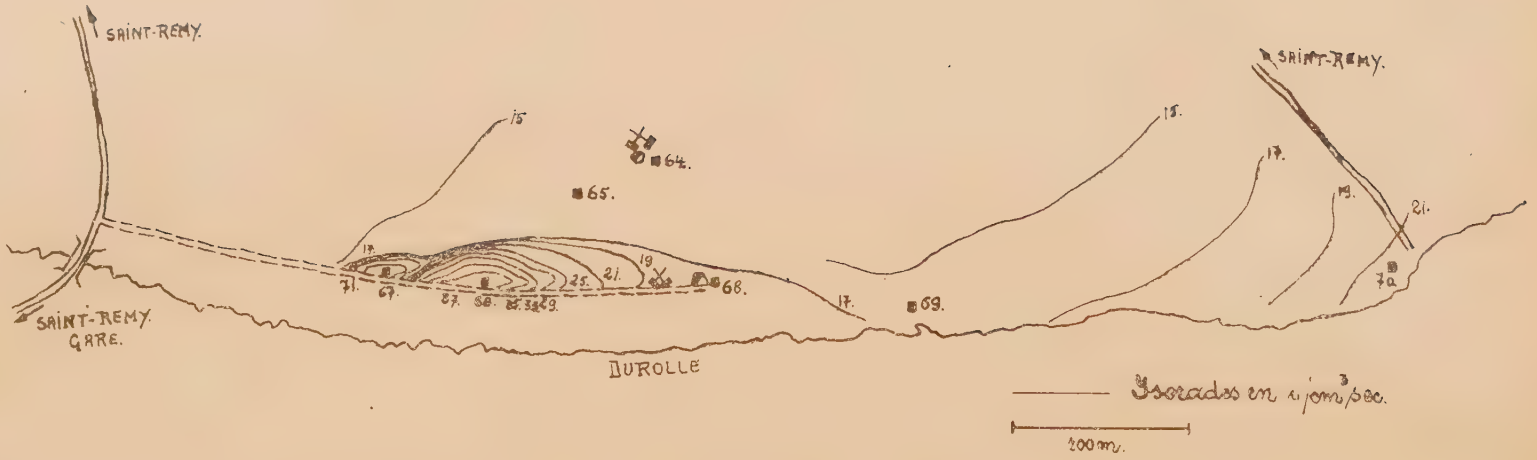
SAINT-REMY.
SAINT-REMY.
SAINT-REMY.
GARE.
DUROLLE
15
64.
65.
17
19
21
25
68.
69.
70
100 m.

FIGURE 35.

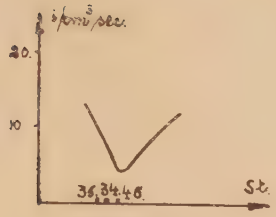

FIGURE 36.

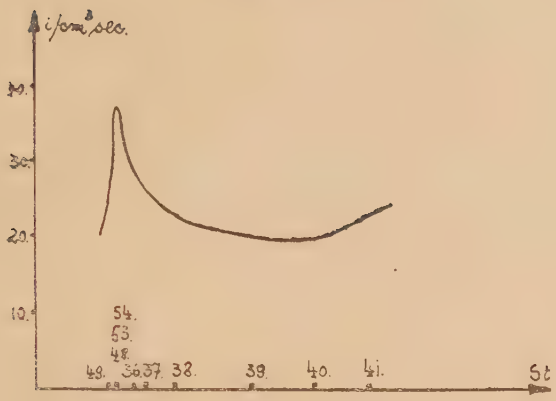

FIGURE 37.

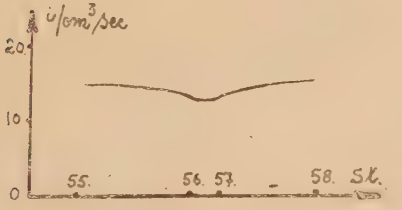

FIGURE 38.

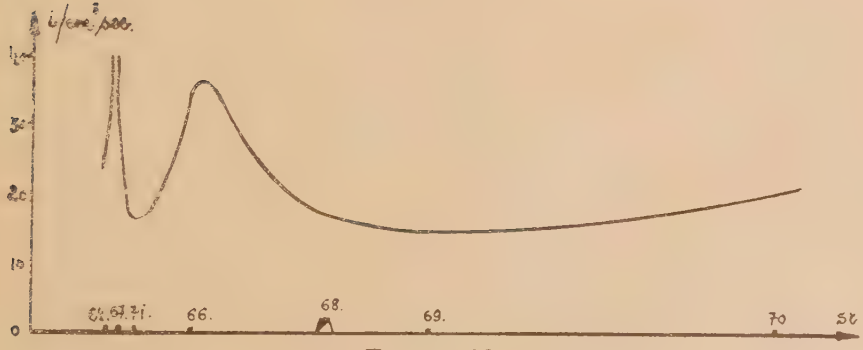

FIGURE 39.

En effet, au cours des mesures (voir fig. 40) j'ai pu observer que l'absorption était très importante. Même lorsque je me trouvais au-dessus d'un filon dont l'existence en profondeur paraissait probable et caractérisé par une ionisation très forte en coupe, là où il était recouvert par un mort-terrain d'une épaisseur de l'ordre de 50 à 80 cm. je n'ai pas réussi à le mettre en évidence par une augmentation de l'ionisation.

Si le filon affleure à la surface (voir fig. 41) et même s'il est très mince, on peut facilement le mettre en évidence à quelques centimètres près. Ainsi j'ai trouvé pour les stations 53, 48 et 54 les nombres d'ions/cm³ sec. : 30,62 ; 35,87 et 37,62, ce qui montre que la station 54 se trouvait sur le filon même.

J'appellerai donc l'attention sur la difficulté suivante :

Lors d'une prospection sur le terrain on doit toujours compter avec une forte absorption du rayonnement par la couche sous-jacente. Aussi doit-on chercher, autant que possible, un affleurement de la roche pour pouvoir se faire une idée de la teneur en substances radioactives.

La méthode peut donc parfaitement répondre aux nécessités de l'ex-

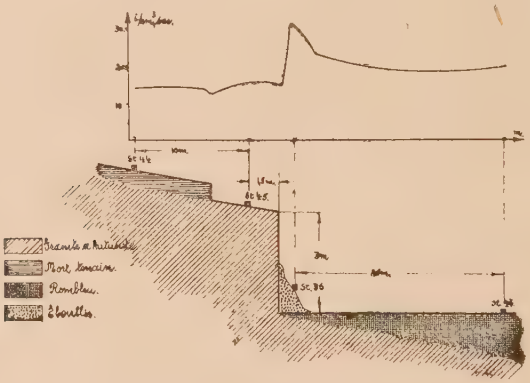

FIGURE 40.

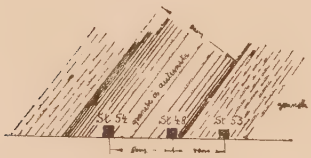

FIGURE 41.

ploitation et résoudre la difficulté qui consiste à ne pouvoir déceler à l'intérieur de la mine les lentilles de minerai plus ou moins riches en matières radioactives.

Enfin on a pu voir que la roche encaissante était caractérisée par une ionisation bien déterminée et approximativement constante sur une large étendue.

La série d'expériences N° 72 permet de constater que l'absorption du rayonnement pénétrant et moyennement pénétrant est assez importante dans l'air. Il faut cependant faire l'observation suivante : lorsque les blocs de minerai sont à une grande distance du dispositif expérimental l'angle solide (surface/carré de la distance) suivant lequel l'ionisation se produit dans le dispositif est très petit. Dans le cas d'une petite distance, l'angle solide correspondant à la même surface est beaucoup plus grand. Cet effet de diminution de l'ionisation pour les grandes distances vient s'ajouter à l'effet d'absorption dans l'air.

La mesure faite à la station 64 montre l'effet de l'ionisation par l'intermédiaire de l'émanation apportant continuellement, suivant l'ancienne expression de « radioactivité induite », des dépôts actifs RαA, RαC, etc., qui se renouvellent sans cesse indépendamment de l'effet direct de l'émanation.

37. Prospection du gisement radifère de Lachaux [1].

De même que dans le gisement de Saint-Rémy on trouve à Lachaux des filons de quartz colorés de direction N.E.-S.W. Les minerais principaux sont la chalcolite et peu d'autunite. La soddite et la pechblende font à peu près défaut. Le gisement est caractérisé par une teneur en atomes radioactifs moins grande, mais par contre beaucoup plus constante que celle de Saint-Rémy. Le but de cette prospection était de voir si le filon radioactif, étant recouvert de mort-terrain, pouvait être mis en évidence.

Tableau XXXII.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
73	Entre le village de Lachaux et celui de Chateldon, sur la plaine avoisinant le puits de l'ancienne exploitation, à 50 m. N du puits Je suppose d'après la carte géologique un substratum granitique.	13,8	32°,8	736	Granit recouvert de mort-terrain autochtone.

[1] Carte géologique de France, feuille de Roanne, N° 158 (1/80.000).

TABLEAU XXXII *(suite)*.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
74	A 20 m. vers le S de la station précédente.	13,1	33°	740	—
75	A 15 m. de la station précédente dans la même direction.	12,47	33°	740	—
76	A 10 m. de la station précédente dans la même direction.	12,47	35°	742	—
77	A 10 m. de la station précédente dans la même direction.	12,2	34°,5	741	—
78	Sur des déblais provenant de l'ancienne exploitation, près du puits d'extraction.	28,87	28°	720	Station spéciale ; mesure faite à titre documentaire.

Sur les figures 42 et 43 j'ai indiqué l'emplacement des stations et tracé un profil vertical avec les distances entre les stations en abscisses et l'ionisation en ordonnées.

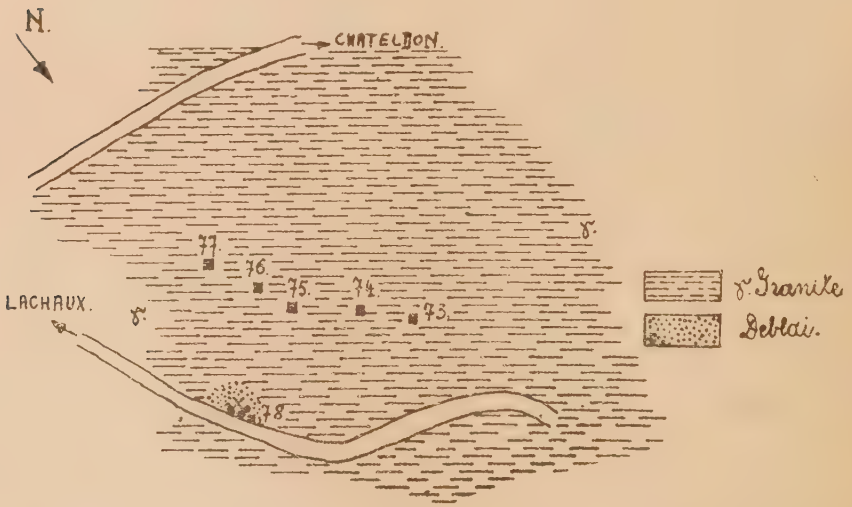

FIGURE 42.

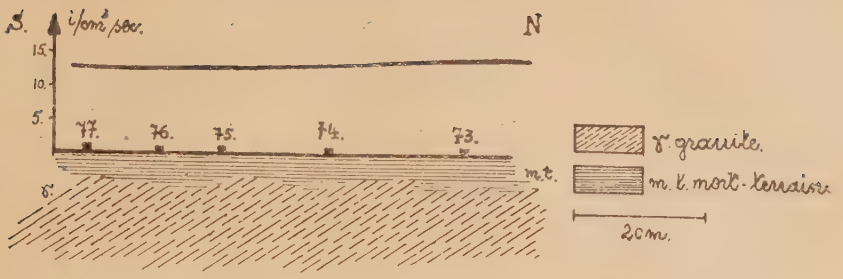

FIGURE 43.

Le filon étant dirigé à peu près N.E.-S.W., j'ai cherché à le mettre en évidence par un profil perpendiculaire à sa direction. Le résultat, comme le montre la figure 43, a été négatif : l'épaisseur du mort-terrain doit être très importante, ce qui produit une absorption considérable du rayonnement issu du filon. Ce dernier est d'ailleurs extrêmement mince, c'est là un désavantage pour la mise en évidence à travers un mort-terrain d'une épaisseur relativement grande.

38. Prospection dans la carrière de quartz des environs de Saint-Rémy [1].

De cette carrière on extrait des blocs de quartz servant au pavage. La carrière est taillée dans la masse de granit et exploite le filon de

TABLEAU XXXIII.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm²sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
79	Sur la route Thiers-Saint-Remy, près de cette dernière ville, contre la paroi d'exploitation.	4,48	18°	704	Quartz.
80	Sur les termes de passage quartz-granit.	9,48	20°	720	Quartz-Granit.
81	Plateforme supérieure de la carrière, sur du granit.	18,35	24°,5	722	Granit.
82	A l'entrée de la carrière, sur les termes de passage quartz-granit.	6,56	24°	720	Quartz-Granit.

[1] Carte géologique de la France, feuille de Montbrison, N° 167 (1/80.000).

quartz. Le but de cette prospection était de rechercher si dans cette région le filon de quartz ne présentait pas, comme à Saint-Rémy, des parties radifères.

Le quartz de cette carrière se montre donc, d'après les chiffres obtenus stérile. On y retrouve un très petit effet d'ionisation, comme près du, Calvaire (voir prospection à Saint-Rémy, station N° 46). L'augmentation du nombre d'ions/cm³ sec est due aux parois verticales constituées par du quartz et du granit et qui agissent sur l'appareil. Ici la station n'est plus dégagée comme au Calvaire (station N° 46).

39. Prospection de l'andésite de la coulée du Pariou et du micaschiste des environs d'Orcines. Vérifications sur le granit. [1]

Ces mesures ont été réalisées dans les buts suivants :

a) Montrer que l'ionisation produite dans la chambre par les terrains de natures diverses est différente et caractérise chaque terrain. Donc en exécutant des mesures d'ionisation sur une même couche mais en des stations très éloignées l'une de l'autre on doit retrouver un nombre moyen d'ions/cm³ sec. Il est évident qu'une différenciation magmatique des terrains éruptifs, ou bien un changement de faciès des terrains sédimentaires, peuvent être la cause des changements des teneurs en substances radioactives. Mais c'est précisément ce que l'on cherche.

b) Montrer par des calculs d'erreurs que pour des formations géologiques pour lesquelles les nombres d'ions/cm³ sec caractéristiques sont assez rapprochés, ces nombres permettent de faire la distinction, l'erreur moyenne commise au cours d'une prospection n'étant qu'une fraction de la différence observée des nombres d'ions/cm³ sec pour les deux couches géologiques.

c) Vérifier, les variations de température dans ces journées ayant été grandes, que les variations de pression intérieure en fonction de la température suivent bien les lois de Mariotte et de Gay-Lussac.

d) Profiter d'un levé topographique au 1/500 que M. J.P. Rothé a exécuté pour des mesures magnétiques et qu'il a aimablement mis à ma disposition, pour appliquer à plusieurs stations les corrections topographiques.

---

[1] Carte géologique de la France, feuille de Clermont, N° 166 (1/80.000).

TABLEAU XXXIV.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
83	Sur du granit au bord de la route allant de Clermont-Ferrand à la Baraque, après le passage à niveau.	14,25	9°	682	Granit, angle solide $3\pi/2$.
84	Sur du granit à 10 m. de la station 83, sur un pré avoisinant la route.	11,71	6,°5	677	Granit recouvert de mort-terrain autochtone d'épaisseur 80 cm.
85	Sur un mamelon de granit, près du cimetière d'Orcines.	13,7	5°	672	Granit.
86	Sur du gneiss et misaschiste à environ 50 m. N de la coulée andésitique, près du village de Cussigny.	10,08	9°,5	681	Micaschistes et gneiss granulitique.
87	Même emplacement que la station 86.	10,18	17°,5	697	—
88	Même emplacement que la station 86.	10,18	18°	702	—
89	Sur la coulée andésitique, à 100 m. S de la station 86, au sommet d'un petit cône.	8,31	21°	710	Coulée andésitique. Sommet d'un cône d'angle $\theta = 80°$.
90	Même emplacement que la station 89.	8,00	18°	704	—
91	Même emplacement que la station 89.	8,20	16°	702	—
92	Même emplacement que la station 86.	10,03	17°,8	702,5	Micaschistes et gneiss granulitique.
93	Même emplacement que la station 86.	9,95	20°	709	—
94	Même emplacement que la station 86.	10,19	18°	708	—
95	Même emplacement que la station 89.	8,37	17°,5	697	Coulée andésitique. Sommet d'un cône d'angle $\theta = 80°$.

TABLEAU XXXIV *(suite)*.

N° d'ordre	Emplacement de la station	Effets d'ionisation i/cm³sec.	Température Degrés C	Pression mm. Hg.	Observations
96	Même emplacement que la station 89.	8,20	10°,5	678	—
97	Même emplacement que la station 89.	8,00	6°	676	—
98	Dans un ravin taillé dans la coulée andésitique.	9,63	4°	670	Coulée andésitique. Dans un ravin à parois très abruptes.
99	Sur un plateau se trouvant sur la même coulée andésitique.	8,86	5°	674	Angle $\theta = \pi/2$.
100	Sur un cône peu dégagé sur la même coulée.	9,40	7°	678	Coulée andésitique, cône peu dégagé.
101	Au fond d'un entonnoir sur la même coulée.	10,5	6°,5	680	Coulée andésitique, au fond d'un entonnoir d'angle $\theta = 140°$.

Sur la figure 44 j'ai tracé d'après la carte géologique un croquis indi-

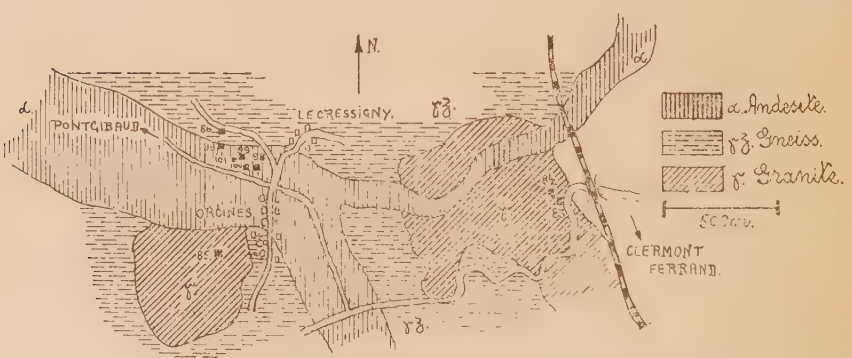

FIGURE 44.

quant les contours des couches et j'ai marqué aussi l'emplacement des stations.

a) Entre les stations 83 et 85 il y a 10 km. et malgré cette grande distance, en tenant compte des effets topographiques, on retrouve le même nombre d'ions/cm³ sec pour le granit.

Pour la station 84, malgré une couche recouvrante épaisse (environ 80 cm.) constituée par du granit désagrégé, on trouve un nombre assez élevé d'ions/cm³ sec. Ceci s'explique peut-être par le fait que la couche recouvrante est de même nature que le substratum radioactif et aussi que les émanations dégagées par le granit en masse imprègnent assez fortement la couche recouvrante qui de ce fait devient une cause plus importante d'ionisation.

Voici le profil du substratum de la station 84 (fig. 45). La station 85 est placée sur le granit même. Voici le profil de l'emplacement de la station 85 (fig. 46).

FIGURE 45.

FIGURE 46.

On peut donc conclure que l'absorption dans le cas de la station 84 est d'environ 2 i/cm³ sec. D'une façon générale, on peut dire que dans des cas analogues l'absorption est d'environ 15 à 20 % de la valeur de l'ionisation directe.

b) Pour les stations 86 et 89 j'ai obtenu des nombres d'ions/cm³ sec assez rapprochés, environ 8 et 10. On pouvait se demander si l'erreur à craindre ne serait pas du même ordre que cette différence. Pour répondre à cette question j'ai procédé de la manière suivante : 3 mesures consécutives de 40 minutes à la station 86, ensuite 3 à 89, puis de nouveau 3 à 86, et enfin 3 à 89.

TABLEAU XXXV.

N° d'ordre	Perte de voltage en volts/min.	Pression mm. Hg.	Température Degrés C	Observations
86	1,150	697	17°,5	Gneiss granulitiques et micaschistes.
87	1,162	702	19°	
88	1,162	702	19°	
89	0,95	710	21°	Andésite.
90	0,913	704	18°	
91	0,963	701	16°	
92	1,150	702	17°,8	Gneiss granulitiques et micaschistes.
93	1,138	709	20°	
94	1,165	708	18°	
95	0,982	697	17°,5	Andésite.
96	0,937	678	10°,5	
97	0,912	676	6°	

Le tableau des erreurs pour les stations placées sur le gneiss granulitique et le micaschiste est :

TABLEAU XXXVI.

Perte de voltage moyenne pour le gneiss, en v/min.	E.M. = $\frac{+\ \Sigma\ \Delta\ -}{s/2}$	E.M.C. = $\sqrt{\frac{\Sigma\ \Delta^2}{s\text{-}1}}$	E.M.C.M. = $\sqrt{\frac{\Sigma\ \Delta^2}{s(s-1)}}$	E.P.$_{M.}$ = E.M.C.M. 2/3	Valeur probable de la perte de voltage en v/min.
1,154	0,008	0,01005	0,0044	0,003	$1,154 \pm 0,006$

Pour les stations placées sur l'andésite on a :

TABLEAU XXXVII.

Perte de voltage moyenne pour le gneiss en v/min.	E.M. = $\frac{\Sigma\ \Delta}{s/2}$	E.M.C. = $\sqrt{\frac{\Sigma\ \Delta^2}{s-1}}$	E.M.C.M. = $\sqrt{\frac{\Sigma\ \Delta^2}{s(s-1)}}$	E.P.$_{M.}$ = E.M.C.M. 2/3	Valeur probable de la perte de voltage en v/min.
0,943	0,022	0,02784	0,0114	0,0076	$0,943 \pm 0,0152$

La différence probable en v/min entre les mesures faites sur le gneiss et celles faites sur l'andésite est :

$$1{,}154 - 0{,}943 \pm (0{,}006 + 0{,}0152).$$

Pour obtenir la valeur en i/cm³ sec on doit multiplier par 8,75, ce qui donne :

$$(1{,}846 \pm 0{,}1855) \text{ i/cm}^3 \text{ sec},$$

ce qui veut dire que dans le cas de plusieurs mesures faites au même point la valeur de l'erreur probable de la moyenne n'est qu'environ 1/10 de la différence du nombre d'ions/cm³ sec entre les deux stations.

Si l'on n'a pas exécuté plusieurs mesures sur chaque terrain mais une seule, l'erreur qu'on doit prendre en considération est celle d'une mesure isolée, c'est-à-dire E.M.C. Dans ce cas la valeur probable de la différence est :

$$1{,}154 - 0{,}943 \pm (0{,}02 + 0{,}054).$$

En ions/cm³ sec :

$$(1{,}864 \pm 0{,}65) \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

La valeur de l'erreur qu'on peut commettre lors d'une mesure isolée n'est encore que 1/3 de la valeur de la différence des nombres d'ions/cm³ sec entre les deux stations.

Les conclusions sont donc conformes à nos postulats :

1. Chaque couche géologique est caractérisée par un nombre d'ions/cm³ sec qui est bien distinctif même s'il est très voisin de la valeur obtenue sur une autre couche, et l'erreur à craindre est nettement inférieure à la différence.

2. Toutefois, si la différence est assez faible pour ne pouvoir apparaître après une seule mesure de comparaison, on multipliera le nombre des mesures afin de diminuer la valeur de l'erreur probable et de mieux réussir à mettre la différence en relief.

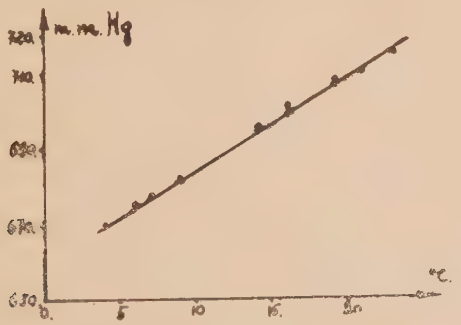

FIGURE 47.

c) Dans la figure 47 j'ai tracé la courbe $p = f(t)$. A cause des erreurs dans les lectures faites sur le thermomètre et le baromètre et parce que la température lue à l'extérieur n'est pas toujours égale à celle de l'intérieur on constate que certains points se placent en dehors de la droite théorique, mais dans des limites acceptables. La masse d'air enfermée dans l'appareil, suivant les lois de MARIOTTE et de GAY-LUSSAC, est constante et par conséquent il n'y a pas de fuite.

d) En ce qui concerne l'effet topographique, on sait que l'ionisation au sommet d'un cône ou au fond d'un entonnoir est donnée par la formule :

$$I = \frac{2\pi K\rho}{\mu}(1 - \cos\theta).$$

où θ a la signification connue.

La valeur de θ est 80°, 90° et 140° pour les stations 89, 99 et 101 (celle-ci assimilable à un entonnoir).

Les nombres d'ions par cm³ et seconde pour ces trois stations satisfont à l'inégalité :

$$I_{89} < I_{99} < I_{101}$$

et en remplaçant par les nombres d'ions/cm³ sec on a :

$$8{,}20 \pm 0{,}4 < 8{,}66 \pm 0{,}4 < 10{,}5 \pm 0{,}4$$

où 0,4 est la valeur de l'erreur moyenne d'une mesure isolée (E.M.C.).

En formant les rapports :

$$\frac{I_{89}}{I_{99}} = \frac{1 - \cos\theta_{89}}{1 - \cos\theta_{99}} \text{ on trouve 0,946 et 0,826.}$$

et

$$\frac{I_{99}}{I_{101}} = \frac{1 - \cos\theta_{99}}{1 - \cos\theta_{101}} \text{ ou 0,82 et 0,65.}$$

Dans les limites des erreurs probables qu'on peut commettre lors de ces mesures on peut dire que les égalités ci-dessus sont satisfaites à 1/10 près.

Les corrections topographiques suivant la formule donnée au paragraphe 22 ont été calculées pour la station 98.

Dans la figure 48 j'ai donné d'après le levé de M. J.P. ROTHÉ la topographie des abords du point de station 98. Dans la figure 49 j'ai représenté un profil (st. 98-st. 100) permettant de se rendre compte du cas de corrections topographiques auquel on a affaire.

En effet j'ai démontré au paragraphe 22 que l'ionisation q_p est fournie par la formule :

$$q_p = K_{1,2} \cdot \rho \cdot h \cdot d\omega \int_{r_1}^{r_2} \frac{r\,dr}{r^2 + n^2 h^2} e^{-\left[\mu_1 x + \mu_2 (R - x)\right]}$$

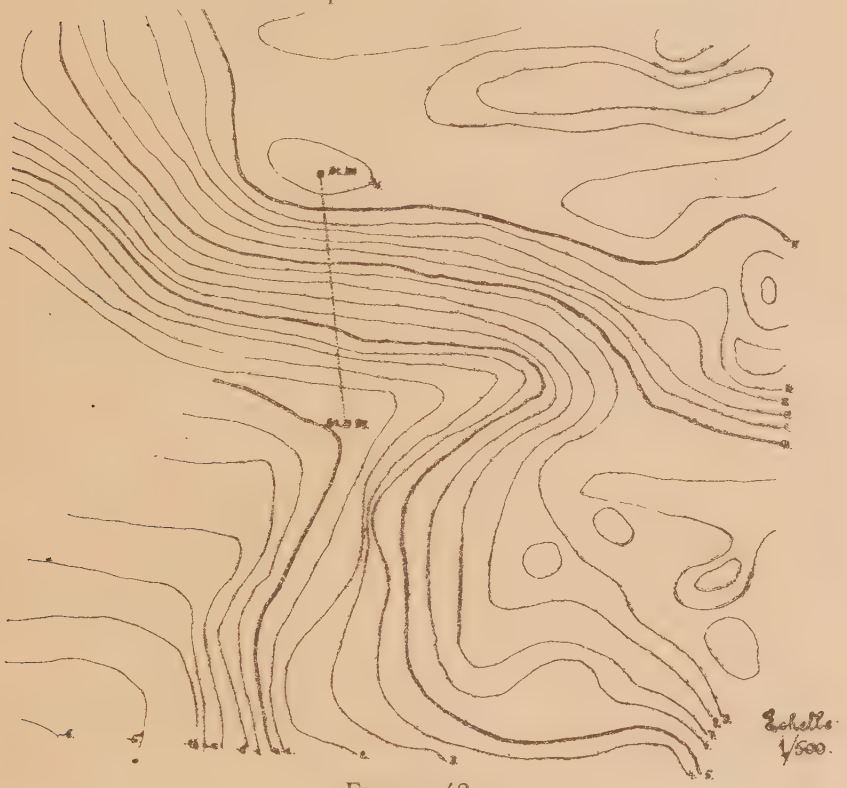

FIGURE 48.

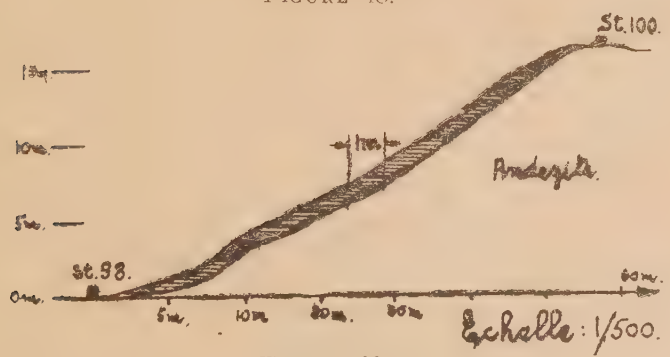

FIGURE 49.

où les symboles ont la signification suivante :

$K_{1,2}$ = nombre d'Eve pour une roche naturelle ou pour l'air.
ρ = teneur en Ra/cm³ roche ;
h = différence d'altitude entre deux courbes de niveau consécutives ;
$d\omega$ = angle constant utilisé dans le diagramme ;
μ_1 = coefficient d'absorption dans la roche ;
μ_2 = coefficient d'absorption dans l'air ;
$R = \sqrt{r^2 + n^2 h^2}$.
x = parcours du rayon dans la roche ;
$R - x$ = parcours du même rayon dans l'air ;
n = numéro d'ordre de la courbe de niveau sur laquelle on travaille.

Parce que la station est assez différente du relief topographique étudié, et aussi parce que, dans le paragraphe 27, il est démontré qu'à travers une épaisseur d'environ 1 m. de roche le rayonnement des corps radioactifs connus jusqu'à présent est sans influence sur le dispositif expérimental, on peut considérer x comme assez petit par rapport à R pour qu'on puisse négliger la somme $\mu_2 x - \mu_1 x$. Donc la valeur de q_P se réduit à :

$$q_P = K_2 \rho . h . d\omega \int_{r_1}^{r_2} \frac{r\,dr}{r^2 + n^2 h^2} e^{-\mu_2 R}$$

L'intégration de cette fonction nous avait conduit à la forme :

$$q_P = K_2 . h . d\omega \left| \text{log. nep. } \sqrt{r^2 + n^2 h^2} + \frac{-\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2}}{1} + \frac{1}{2} \frac{(-\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2})^2}{1.2} + \frac{1}{3} \cdot \frac{(-\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2})^3}{1.2.3} + \cdots \right|_{r_1}^{r_2}$$

L'étude de la série ci-dessus nous amène à dire qu'elle est plus petite que la série :

$$\left| \frac{\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2}}{1} + \frac{1}{2} \frac{(\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2})^2}{1.2} + \frac{1}{3} \cdot \frac{(\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2})^3}{1.2.3} + \frac{1}{4} \cdot \frac{(\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2})^4}{1.2.3.4} + \cdots \right|_{r_1}^{r^2}$$

et celle-ci, à son tour, est plus petite que la progression géométrique :

$$\left| \mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2} + (\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2})^2 + (\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2})^3 + (\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2})^4 + \cdots \right|_{r_1}^{r_2}$$

Le nombre des termes de cette progression étant infini, la somme est :

$$\left| \frac{\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2}}{1 - \mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2}} \right|_{r_1}^{r_2}$$

Donc l'ionisation q_P sera donnée par la formule :

$$q_P = K_2 . \rho . h . d\omega \left| \frac{1}{2} \log \text{nep} (r^2 + n^2 h^2) + \frac{\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2}}{1 - \mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2}} \right|_{r_1}^{r_2}$$

La valeur du terme :

$$\frac{\mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2}}{1 - \mu_2 \sqrt{r^2 + n^2 h^2}}$$

pour r très grand est — 1 ; pour $r = 0$ et pour les valeurs courantes de μ, n et h elle est — 1,09. On peut donc admettre la valeur — 1. Si on remplace les limites r_2 et r_1, la formule générale de l'ionisation sera :

$$q_P = K_2 . \rho . h . d\varpi \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{2} \log \text{nep} \frac{r_{i+1}^2 + n^2 h^2}{r_i^2 + n^2 h^2}$$

Comme on l'a dit plus haut, la valeur de x, est très petite, par conséquent, la différence $r_{i+1} - r_i$ ne peut être aussi que très petite. Une évaluation trop précise de cette différence n'est pas nécessaire parce que, dans la formule donnant q_P, c'est le logarithme népérien de ces valeurs qui figure et que les variations de ce dernier sont très faibles, et aussi parce que lorsqu'on effectue une correction topographique , les simplifications que je viens de faire sont permises. J'admettrai que la valeur de la différence $r_{i+1} - r_i$ est d'environ 1 m. Si j'admettais par exemple 5 m., ce qui est certainement tout à fait exagéré, la valeur du logarithme népérien ne changerait presque pas. En admettant que $r_{i+1} - r_i$ est d'environ 1 m., il est évident que x sera un peu plus grand et que nous dépassons ainsi le parcours possible d'un rayon ondulatoire à travers une roche naturelle. Dans la figure 49, j'ai tracé la bande de terrain d'épaisseur horizontale $r_{i+1} - r_i = 1$ m., qui seule influencera notre dispositif expérimental.

En partant de ces considérations, j'arrive aux valeurs suivantes des constantes de la formule donnant q_P :

$K = 6{,}08.10^9$ (l'absorption se faisant dans l'air) ;
$\rho =$ en gr. de Ra par cm³ de roche ;
$h = 100$ cm. (les courbes de niveau étant tracées de mètre en mètre) ;
$d\omega = 5°$ suivant le diagramma employé, voir Fig. 28 ; et comme l'arc de 1° vaut 0,01745 rad. la valeur de $d\omega$ en radians est 0,0875 ;

n = le numéro d'ordre de la courbe de niveau pour laquelle la correction est faite ;

$r_{i+1} - r_i$ = 100 cm., parcours possible d'un rayon à travers la roche.

Voici le tableau des calculs :

TABLEAU XXXVIII.

N° d'ordre de la courbe de niveau n	K. ρ. $h.\,d\omega$.	$\sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{2} \log \text{nep} \frac{r_i^2 + 1 + n^2h^2}{r_i^2 + n^2h^2}$	q_p i/cm³sec.
1	53,1 .10⁹.ρ.	4,937	0,262 . 10^{12}.ρ.
2	53,1 .10⁹.ρ.	4,283	0,227 . 10^{12}.ρ.
3	53,1 .10⁹.ρ.	3,652	0,194 . 10^{12}.ρ.
4	53,1 .10⁹.ρ.	3,005	0,1595 . 10^{12}.ρ.
5	53,1 .10⁹.ρ.	2,100	0,1115 . 10^{12}.ρ.
6	53,1 .10⁹.ρ.	1,957	0,104 . 10^{12}.ρ.
7	53,1 .10⁹.ρ.	1,838	0,0975 . 10^{12}.ρ.
8	53,1 .10⁹.ρ.	1,658	0,0880 . 10^{12}.ρ.
9	53,1 .10⁹.ρ.	0,938	0,0493 . 10^{12}.ρ.
10	53,1 .10⁹.ρ.	0,065	0,00346 .10^{12}.ρ.
11	53,1 .10⁹.ρ.	0,030	0,00160 .10^{12}.ρ.
12	53,1 .10⁹.ρ.	0,0	0,00
13	53,1 .10⁹.ρ.	0,0	0,00
14	53,1 .10⁹.ρ.	0,0	0,00
15	53,1 .10⁹.ρ.	0,0	0,00

La somme des effets d'ionisation pour toutes les courbes de niveau est : $1{,}296.10^{12}$ ρ.

Pour un espace demi-infini, c'est-à-dire là où la surface de la couche géologique où on place l'appareil est horizontale, l'ionisation est donnée par la formule :

$$q_p = \frac{2\pi K \rho.}{\mu}$$

où $K = 5{,}34.10^{10}$;

$\mu = 66.10^{-3}$;

ρ. = en gr. de Ra par cm³ de roche.

D'où :

$$q_p = 5{,}08.10^{12}\ \rho.$$

Pour une mesure faite sur la même andésite qu'à la station 98 mais pour un demi-espace infini j'ai obtenu (exemple de la station 99) le nombre d'ions/cm³ sec 8,86.

En supposant que la seule substance radioactive agissante est le Ra et en retranchant de cette valeur le nombre constant : ER + EK + EC + EE = 3,50 i/cm³ sec, j'obtiens pour ρ la valeur approximative :

$$\rho = 1{,}05.10^{-12}\ \text{gr. Ra/cm}^3\ \text{roche.}$$

Ce qui nous donne pour la valeur de l'effet topographique :

$$\text{Effet topographique} = 1{,}3 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Pour la station 98 placée au fond du ravin, dont je viens de faire les corrections topographiques, j'ai obtenu la valeur expérimentale :

$$q_P = 9{,}63 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Si, de cette valeur, je retranche celle de l'effet évalué ci-dessus, j'obtiens la valeur de l'ionisation réduite pour un terrain horizontal :

$$9{,}63 - 1{,}3 = 8{,}33 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Pour les mêmes conditions topographiques (espace demi-infini) et pour la même roche, j'ai obtenu la valeur expérimentale :

$$8{,}86 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

Ces nombres concordant dans les limites d'erreurs probables démontrent que la formule de corrections topographiques établie est exacte et que l'hypothèse faite sur le rayonnement est légitime.

40. Erreurs dans l'évaluation de l'effet topographique.

Soit une mesure faite devant le front de travail au fond d'une carrière (fig. 22, *c*). Si du nombre exprimant le résultat on retranche l'effet dû à un espace demi-infini, on obtient la valeur de l'effet topographique de la paroi verticale de la carrière.

Dans l'hypothèse que le parcours maximum d'un rayon ondulatoire à travers une roche est d'environ 60 cm., la valeur de l'effet d'ionisation est :

$$q_P = \frac{\pi K_1 \rho}{\mu_1}\left(1 - e^{-\mu_1 60}\right) = \pi \cdot K_1 \cdot \rho \cdot 14{,}8$$

en admettant pour μ_1 la valeur 66.10^{-3}.

Calculons maintenant le même effet mais à l'aide de la formule qu'on a déterminée. Pour ce cas : $r_i = 0$; $r_{i+1} = 60$ cm ; $n = 1$; $h = 60$ cm. et $d\omega = \pi$.

En remplaçant toutes ces valeurs dans la formule donnant q_P on trouve :

$$q_P = \pi \cdot K_1 \cdot \rho \cdot 20{,}4.$$

La différence est d'environ $1/3\ q_P$.

Si la teneur en substances radioactives est celle d'une roche ordinaire on peut prendre pour ρ la valeur de 1.10^{-12} gr. Ra/cm^3 roche ; $K_1 = 5{,}34.10^{10}$.

L'ionisation calculée à l'aide de la première formule est :

$$2{,}48 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.},$$

tandis que la dernière nous donne :

$$3{,}42 \text{ i/cm}^3 \text{ sec.}$$

La différence est d'environ 1 i/cm^3 sec. Il faut remarquer toutefois que le calcul de l'effet topographique de ce cas est le plus défavorable pour notre formule. Ceci parce que la valeur du nombre dont on doit prendre le log. nep. est maximum, c'est-à-dire 2. Dans tous les autres cas d'application de cette formule la valeur de ce nombre s'approche de 1. L'erreur à craindre est plus petite que 28 % de la valeur de l'effet topographique calculé.

Considérons maintenant un entonnoir d'angle $\theta = 120^o$. D'après la formule que j'ai déterminée l'ionisation due au terrain se trouvant au-dessus de l'horizontale est : $26.\pi.K_1.\rho$. Cet effet que je viens de calculer est un effet topographique parce que la roche qui le produit se trouve au-dessus d'un plan horizontal passant par le point où le dispositif expérimental est placé. Si l'on calcule le même effet à l'aide de la formule de correction topographique que j'ai établie on obtient : $37.\pi.K_1.\rho$. Il y a donc entre les deux résultats un écart de : $11.\pi.K_1.\rho$, ce qui correspond à une erreur de 29 % de la valeur de l'effet topographique calculé au moyen de la formule de correction topographique. Cette erreur est égale à celle que j'ai déterminée plus haut.

Si maintenant l'angle θ diminue en se rapprochant de 90°, les valeurs de r_i et r_{i+1} augmentent et la valeur de l'erreur diminue de plus en plus. Ce qui nous permet d'affirmer que cette méthode de correction topographique est particulièrement applicable à des masses se trouvant à de grandes distances du dispostif expérimental. Dans le cas d'une évaluation faite à faible distance on doit compter sur une erreur d'environ 30 %, tandis qu'à grande distance l'erreur peut diminuer notablement. Il en résulte que cette formule est applicable à des reliefs se trouvant éloignés de la station de mesure.

41. Possibilités d'application de la méthode dans l'industrie du pétrole.

Dans la littérature contemporaine on ne trouve que très peu d'indications quantitatives ou même qualitatives sur les teneurs en substances

radioactives des pétroles, des eaux des gisements, des roches-mères ou magasin des pétroles, ou bien des roches encaissantes d'un gisement pétrolifère.

De tout ce qui a été écrit on peut retenir ce qui suit :

a) Le professeur E. Burxer [1] ainsi que W. Vernadsky, B. Brunovsky et Mme C. Kunaseva [2], ont prouvé par de nombreuses analyses, le premier que les plantes vivantes, les derniers que les organismes vivants et la matière organique après leur mort, présentent le phénomène de concentration du radium et du mésothorium.

Comme aujourd'hui l'origine biogène du pétrole peut être tenue pour démontrée, on peut s'attendre à ce que le pétrole contienne des quantités appréciables de substances radioactives.

b) Les matières organo-humique, asphaltique et bitumineuse exercent, d'après W. Vernadsky[3], une puissante « sorption » sur les atomes d'uranium et de thorium. On doit s'attendre à ce que par suite de cette sorption les sapropels, pétroles et schistes bitumineux futurs, présentent une concentration d'atomes radioactifs.

c) En 1904, Heimstedt [4] analyse quelques sources pétrolifères et constate la présence d'émanations radioactives. Traubenberg [5] en analysant les mêmes sources arrive aux mêmes conclusions et démontre en outre que toutes les lois concernant la solubilité des gaz dans les corps liquides sont aussi applicables à l'émanation.

Mache [6] et Hoffmann [7] obtiennent les valeurs du coefficient d'absorption de l'émanation du radium par l'air et le pétrole, d'où il résulte que le coefficient d'absorption pour le pétrole est beaucoup plus grand (environ 45 fois à 20° C) que pour l'eau, principe qui a conduit à la création d'une méthode de dosage de l'émanation se trouvant dans l'air atmosphérique.

Ces vues sont confirmées par les recherches de Burton [8] qui en mesurant la radioactivité du pétrole provenant du gisement Petrolia (Ontario) trouve que le pétrole est radioactif par suite de l'émanation du radium qu'il contient en dissolution.

---

[1] E. Burxer, Brun und Bronstein, *Biochem. Ztschr.*, Band 181, p. 145, 1927.

[2] W. Vernadsky, B. Brunovsky et C. Kunaseva, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S.*, vol. 197, p. 1556, 1933.

[3] W. Vernadsky, *Actualités scientifiques et industrielles*, vol. 201, p. 38, Paris, Herrmann, 1935.

[4] Heimstedt, *Annales de Physique*, 1904.

[5] Traubenberg, *Phys. Ztschr.*, Band 5, p. 130, 1904.

[6] Mache, *Wien. Ber.*, Band 113, p. 1329, 1904.

[7] Hoffmann, *Phys. Ztschr.*, Band 6, p. 337, 1905.

[8] Burton, *Phys. Ztschr.*, p. 511, 1909.

Enfin Dragomir Hurmuzescu [1], après avoir étudié les gisements de pétrole de Campina, Bustenari et Moinesti (Roumanie), conclut que le pétrole est radioactif par suite de la présence de l'émanation du radium.

d) R. Ambronn [2] en analysant du point de vue radioactif des échantillons pris aux différents niveaux de sondage arrive à la conclusion qu'ils présentent des radioactivités différentes.

e) D'autres faits s'ajoutent aux précédents : le chimiste A. Tscherepennikov et le physicien L. N. Bogojavlensky [3] ont trouvé en 1926, dans la région pétrolifère d'Oukhta (U.R.S.S.) et à des profondeurs de plusieurs centaines de mètres, des eaux salées souterraines renfermant de 7,4 à $7{,}6.10^{-10}$ % Ra. Les mêmes résultats avaient été trouvés par le docteur Becker [4] lors des analyses exécutées sur les eaux des nappes des gisements pétrolifères de Heidelberg. En 1927, V. Barnov et J. Kurbatev [5] ont signalé que l'eau d'Oukhta contenait non seulement du radium mais aussi ses isotopes de la série du thorium : le mésothorium X et le thorium X. En 1929, Miline et Tvertsyn d'un côté et Komlev et Nikitine [6] de l'autre ont trouvé que les eaux chaudes profondes du grand gisement pétrolifère de Grozny (U.R.S.S.) étaient encore plus riches en radium ($> 2.10^{-9}$ % Ra).

Il est à remarquer que ces chercheurs assurent que ces eaux ne contiennent ni atomes d'uranium, ni atomes de thorium. Ce qui amène W. Vernadsky [7] à affirmer qu'on doit les considérer comme des gisements secondaires de radium et de mésothorium : « Ces deux éléments y sont en migration, et ils sont séparés de leurs ascendants. »

Toutes ces considérations peuvent faire prévoir que le champ de l'application de la méthode de prospection par rayons ultra-pénétrants à la prospection des gisements pétrolifères est très étendu. Partant de la supposition que les gisements émettent un rayonnement ultra-pénétrant qui peut être décelé à l'aide de la chambre d'ionisation, on a déjà fait des recherches dans cette voie dans l'U.R.S.S.[8] et en Amérique [9]. Les résultats ne sont pas encore précis. En effet, l'augmentation du nombre d'ions/cm³ sec. au-dessus des gisements pétrolifères est

---

[1] Dragomir Hurmuzescu, *Compte rendu du Congrès Intern. Radiol. et Électr.*, Bruxelles, 1910.

[2] R. Ambronn, *Angewandte Geophysik*. Leipzig, 1926.

[3] W. Vernadsky, *Actualités scientifiques et industrielles*, vol. 201. Paris, Herrmann, 1935 ; — voir aussi : V. Chlopine et W. Vernadsky, *Electroch. Ztschr.*, 1932.

[4] W. Vernadsky, *loc. cit.*

[5] W. Vernadsky, *loc. cit.*

[6] Voir les *Travaux de l'Institut Russe du Radium*, 1933, p. 157, 160, 176 et 207.

[7] W. Vernadsky, *loc. cit.*

[8] L. Bogojavlensky, *Bulletin de l'Institut de Géophysique appliquée*, Leningrad, N° 3, p. 113, 1927.

[9] Voir : *Bulletin of the American Association of Petroleum Geologists*, 1940, November and December.

très faible et à peine supérieure à l'erreur probable commise lors d'une mesure. De nouvelles mesures devront être faites avant qu'on puisse tirer une conclusion. En ce qui concerne la cause de l'augmentation de l'ionisation, je ne crois pas qu'elle consiste en un rayonnement ultra-pénétrant pouvant traverser d'énormes épaisseurs de roches absorbantes et inactives. On explique plutôt cette augmentation par les gaz qui, comme l'a démontré V. A. Sokolov [1], peuvent diffuser jusqu'à la surface de la terre. Ces gaz contiennent de l'émanation qui, diffusant jusqu'à la surface, produisent l'augmentation de l'ionisation.

Mais je crois qu'un avenir brillant est ouvert à l'application du rayonnement ultra-pénétrant au carottage des sondages. En effet, suivant mes propres mesures ainsi que celles des autres expérimentateurs, on peut dire d'une façon générale que chaque roche sédimentaire ou éruptive est caractérisée par un nombre spécifique d'ions/cm^3 sec.

Lorsqu'on fait un sondage, celui-ci traverse toute la série de roches comprises entre la surface et la couche qu'on veut atteindre. En mesurant l'ionisation en chambre close à différentes profondeurs on obtiendra un profil radiométrique qui peut être d'une très grande utilité lors des travaux de corrélations entre sondages. C'est un carottage radiométrique qu'on peut rapprocher du carottage électrique Schlumberger. Le fait expérimental que le pétrole présente une radioactivité accrue est très important, les couches pétrolifères seront mises en évidence avec précision par une augmentation de l'ionisation. Si le parcours possible du rayonnement des corps radioactifs est assez limité, c'est là un avantage pour la méthode, puisque chaque mesure sera bien spécifique du niveau où elle a été effectuée. L'eau lourde qui remplit tout sondage évitera la montée de l'émanation le long du sondage, qui pourrait nuire aux mesures. Les difficultés de l'application de la méthode au carottage ne sauraient être que d'ordre technique et instrumental, les expériences devant être exécutées par inscription et à l'intérieur du sondage.

L'auteur du présent travail se propose d'appliquer la méthode de prospection par rayons ultra-pénétrants aux gisements pétrolifères de Roumanie.

---

[1] V. A. Sokolov, *Congrès Géol. Intern.*, XVII^e session, Abstracts of Papers, Moscou, 1937.

RÉSUMÉ

Ce travail a eu pour objet l'étude du rayonnement ultra-pénétrant émis par les diverses couches géologiques et les minéraux naturels, et son application à la prospection du sous-sol.

I. Ayant eu à faire appel, au cours de mon travail et dans cet exposé, à un grand nombre de propriétés des substances radioactives, j'ai rédigé un court aperçu des connaissances indispensables à la compréhension du sujet. J'ai ainsi traité brièvement la structure de l'atome, la désintégration atomique, les rayonnements, les caractères principaux des chambres closes, les émanations, la radioactivité des éléments hors série, en particulier celle du potassium, l'effet des rayons cosmiques, enfin la distribution des éléments radioactifs dans l'écorce terrestre et la nécessité de cartes radio-géologiques.

II. La propriété qu'ont les substances radioactives de produire continuellement une émanation elle-même radioactive a permis aux chercheurs de créer une méthode de prospection dite « air du sol-émanation ».

Les rayonnements ultra-pénétrants ont permis d'un autre côté de fonder un procédé de prospection dit « par rayons ultra-pénétrants ».

L'historique des deux méthodes, ainsi que les applications à la prospection du sous-sol, constituent ce deuxième chapitre.

III. Les premiers essais sur la méthode de prospection par rayons ultra-pénétrants ne datent que de quelques années ; ils ont été exécutés d'une part par L.N. Bogojavlensky sur des substances très actives, d'autre part par E. Rothé sur des roches quelconques. Découverte si récemment elle n'est pas encore arrivée à une forme définitive, et un grand nombre des questions qui s'y rattachent n'ont pu encore être traitées ; par exemple pour l'application sur le terrain toute une série de développements mathématiques indispensables n'ont pas été abordés

jusqu'à présent. J'ai essayé dans ce travail de résoudre quelques-uns de ces problèmes. J'ai aussi décrit les principaux caractères des différentes chambres d'ionisation construites jusqu'à ce jour et déterminé à nouveau avec le plus de précision possible les constantes de celle que j'ai moi-même utilisée.

L'absorption du rayonnement des corps radioactifs étant un des phénomènes les plus importants dans l'application du procédé sur le terrain, je lui ai consacré une partie de mon exposé : j'ai interprété le rôle du coefficient d'absorption dans les mesures sur les roches naturelles. Cette considération entraînait comme conséquence immédiate la détermination expérimentale du nombre d'Eve. Celui-ci n'a été obtenu jusqu'à présent que pour les cas où le milieu absorbant est constitué par l'air. Estimant que la détermination du nombre d'Eve pour un absorbant constitué par une roche naturelle était indispensable à l'application de la méthode sur le terrain, j'ai voulu procéder à cette détermination par des expériences se contrôlant réciproquement : deux voies peuvent être suivies, le calcul ou l'expérience. Les deux méthodes m'ont conduit à la même valeur.

Pour l'interprétation des mesures, comme dans toute méthode de prospection géophysique, des calculs sont indispensables : l'effet de l'ionisation due à des corps de formes différentes doit être connu. En prenant comme base les résultats des expériences de laboratoire, j'ai essayé de les appliquer à la nature et d'interpréter ainsi les mesures faites sur le terrain.

Dans toute méthode de prospection géophysique on doit envisager l'effet topographique : de nombreux articles ont paru dans les revues spécialisées. Il semble que pour la prospection par rayons ultra-pénétrants ceci n'ait pas été fait jusqu'à présent ; tout au moins je n'ai rien trouvé dans la littérature. Par un développement physico-mathématique exposé dans ce chapitre j'ai obtenu les formules nécessaires à l'évaluation de l'effet d'ionisation dû à certains corps géométriques réguliers; et émis une théorie dite de correction topographique pour le cas des corps irréguliers. Cette solution n'est certainement pas la seule possible ; une autre formule reposant sur un autre postulat que le mien pourrait sans doute être établie dans l'avenir.

Enfin la loi de l'invariabilité du rayonnement d'origine terrestre a été confirmée une fois de plus et les erreurs à craindre lors d'une ou de plusieurs mesures ou séries de mesures ont été déterminées au cours d'expériences répétées.

IV. Ce quatrième chapitre concerne plus spécialement les mesures sur le terrain et les résultats numériques ayant servi au tracé de cartes radio-géologiques.

L'ionisation obtenue lors d'une mesure sur le terrain est la superposition de plusieurs effets dont un seulement, celui des substances radioactives contenues dans l'écorce terrestre, intéresse la prospection du sous-sol. Aussi ai-je essayé de les séparer quantitativement. C'est ainsi que l'ionisation propre de l'appareil, celles dues au rayonnement cosmique, aux émanations, au potassium, et enfin aux substances radioactives disséminées dans l'écorce terrestre, ont été passées en revue.

En outre la sensibilité de la méthode par rapport aux teneurs en substances radioactives des roches, la distance possible d'investigation, ainsi que le problème du mort-terrain, ont été étudiés dans des cas rencontrés dans la pratique.

Les interprétations des mesures faites dans les prospections effectuées en Auvergne (Ceyrat, Aubière, Berzet, la roche Sanadoire, les gisements radioactifs de Saint-Remy-sur-Durolle, de Lachaux, et enfin la prospection de la coulée du Pariou) sont exposées dans cette quatrième partie. De nombreux exemples d'application des formules déterminées dans le chapitre précédent, tels que l'ionisation due à un corps géométrique régulier ou l'application pratique de la formule d'évaluation de l'effet topographique, sont décrits.

Enfin j'ai signalé la possibilité d'application de la méthode dans l'industrie du pétrole, soit comme méthode de prospection proprement dite, soit comme procédé de carottage des forages.

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE I. — *Considérations générales* 11
1. Structure de l'atome 11
2. Désintégration atomique 14
3. Les rayons α 15
4. Les rayons β 16
5. Les rayons γ 17
6. Chambre close 19
7. Émanations 19
8. Radioactivité du potassium, rubidium et samarium 21
9. Influence des rayons cosmiques 22
10. Distribution des éléments radioactifs 23

CHAPITRE II. — *Les méthodes de prospection radioactive* 27
11. Méthode basée sur l' « air du sol-émanation » 27
12. Méthode fondée sur les « rayons ultra-pénétrants » 31

CHAPITRE III. — *Étude du rayonnement ultra-pénétrant d'origine terrestre* 35
13. Caractères principaux des chambres d'ionisation 38
14. Chambre d'ionisation de Kolhörster 42
15. Manipulation de la chambre d'ionisation de Kolhörster 47
16. Étude de l'absorption vraie et nucléaire ainsi que la dispersion 48
17. Interprétation du coefficient d'absorption dans la nature 55
18. Calcul théorique des coefficients d'absorption τ, σ et σ_a dans le cas où l'absorbant est constitué par l'écorce terrestre ou par l'air 56
19. Détermination expérimentale du nombre d'Eve 61
20. Considérations géométriques 74
21. Effet topographique 81
22. Calcul des effets topographiques 82
23. Loi de l'invariabilité de l'intensité du rayonnement d'origine terrestre 92
24. Études des erreurs 93

Chapitre IV. — *Prospections exécutées par la méthode des rayons ultra-pénétrants* 101
25. Étude des effets partiels d'ionisation lors d'une mesure.... 101
26. Sensibilité de la méthode..... 113
27. Distance possible d'investigation 114
28. Le problème du mort-terrain 115
29. Synthèse des effets d'ionisation..... 118
30. Prospection sur le terrain 120
31. Prospection dans la carrière du pont de Boisséjour (Ceyrat). 120
32. Prospection dans les environs d'Aubière..... 121
33. Prospection entre Ceyrat et Berzet..... 122
34. Prospection de la roche Sanadoire, sur la route de Randanne au Mont-Dore..... 126
35. Gisements radifères dans le centre de la France..... 129
36. Prospection du gisement radifère de Saint-Rémy-sur-Durolle..... 130
37. Prospection du gisement radifère de Lachaux..... 141
38. Prospection dans la carrière de quartz des environs de Saint-Rémy..... 143
39. Prospection de l'andésite de la coulée du Pariou et du micaschiste des environs d'Orcines. Vérifications sur le granit. 144
40. Erreurs dans l'évaluation de l'effet topographique..... 155
41. Possibilités d'application de la méthode dans l'industrie du pétrole 156

Résumé 161

SECONDE THÈSE

PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ :

Géologie des gisements pétrolifères de Roumanie

Vu et approuvé :
Clermont-Ferrand, le 7 mars 1941.
LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
A. DANJON.

Vu et permis d'imprimer :
Clermont-Ferrand, le 8 mars 1941.
LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE,
PRÉSIDENT DU CONSEIL DE L'UNIVERSITÉ,
A. TERRACHER.

Imprimerie Emmanuel VITTE
177, avenue Félix-Faure, LYON
27.314